



# Vers l'arrêt spontané de la rupture en dynamique de la source : non-élasticité du milieu et loi de friction hétérogène

Sébastien Hok

## ► To cite this version:

Sébastien Hok. Vers l'arrêt spontané de la rupture en dynamique de la source : non-élasticité du milieu et loi de friction hétérogène. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT : . tel-00328244

**HAL Id: tel-00328244**

**<https://theses.hal.science/tel-00328244>**

Submitted on 10 Oct 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE ET TECTONOPHYSIQUE  
OBSERVATOIRE DE GRENOBLE  
École Doctorale Terre, Univers, Environnement

Thèse  
présentée par

Sébastien Hok

pour obtenir le titre de docteur de  
l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I  
Spécialité : Géophysique, Sciences de l'Univers

Vers l'arrêt spontané de la rupture  
en dynamique de la source :  
non-élasticité du milieu  
et loi de friction hétérogène

soutenue le 17 juin 2008 devant le jury composé de :

Michel	CAMPILLO
Fabrice	COTTON
Pascal	FAVREAU
Ioan	IONESCU
Raúl	MADARIAGA
Jean	VIRIEUX
Aldo	ZOLLO

Directeur de thèse
Directeur de thèse
Examineur
Examineur
Rapporteur
Examineur
Rapporteur





## Résumé

---

Durant un tremblement de terre, la rupture grandit et se propage sur la faille. Lorsqu'elle s'arrête, le séisme atteint sa taille finale. Comprendre ce qui, dans la nature, détermine la capacité à se propager ou à s'arrêter de la rupture est fondamental en sismologie, puisqu'il existe des séismes de toutes les tailles, mais que seuls les plus grands sont dévastateurs. Dans cette thèse, nous étudions l'impact de différentes façons d'arrêter ou de perturber la propagation de la rupture, à travers des études numériques dynamiques.

Tout d'abord, nous avons inclus une limite à l'élasticité du milieu entourant la faille, afin de simuler la propagation de la rupture dans un milieu fracturé, qui dissipe une partie de l'énergie libérée. Nous avons, pour la première fois, inclus et étudié l'impact de cette dissipation dans un modèle de rupture 3D. La rupture, dans ces conditions, est beaucoup plus sensible aux barrières, et s'arrête plus facilement. La cinématique de la rupture est remarquablement modifiée (vitesse de propagation plus lente, vitesse de dislocation maximale limitée). Les mouvements engendrés en surface sont atténués. La plasticité est, de fait, un phénomène crucial à prendre en compte dans la modélisation de la rupture sismique.

Dans une deuxième partie, nous avons étudié l'impact d'une hétérogénéité spatiale de résistance à la rupture sur la faille. L'introduction de l'hétérogénéité permet d'obtenir des profils de glissement dont la forme se rapproche des formes observées dans les cas naturels. La propagation et l'arrêt de la rupture perdent leur caractère prédictible lorsque ce sont de petites barrières qui arrêtent la rupture progressivement. On peut obtenir une grande variété de tailles d'événements pour une même statistique de taille des barrières. L'obtention d'une loi puissance de type Gutenberg-Richter sur toute la gamme des tailles d'événements est conditionnée par l'augmentation progressive de l'énergie de fracturation avec la taille de la rupture, d'une façon similaire à ce qui est obtenu en considérant un comportement plastique du milieu.

Enfin, l'étude des relations glissement final - taille de l'aspérité rompue, dans des modèles lisses de type aspérité/barrière, a montré que la dynamique contrôlait une partie de la loi d'échelle du glissement maximum, et que la segmentation des failles modifie sensiblement la loi d'échelle.

**Mots clefs :** tremblements de terre, simulations numériques, rupture dynamique, loi de friction, énergie de fracturation, plasticité, mouvements forts, hétérogénéité, barrières, vitesse de rupture, "supershear", vitesse de glissement, profil de glissement, lois d'échelle.

## Abstract

---

During an earthquake, the rupture grows and propagates on the fault. When it stops, the seism reaches its final size. Understanding what, in natural cases, determines the rupture ability to propagate or stop is a critical issue in seismology, because earthquakes size can span over a wide range, but only the biggest ones are threatful. In this thesis, we study the impacts of several different ways to stop or perturbate the rupture propagation, through numerical dynamic simulations of the earthquake process.

First, we included a limit to elasticity of the bulk surrounding the fault, in ordre to simulate the rupture propagation in a fractured medium, which dissipates a part of the energy released. For the first time, we have included and studied the impact of this dissipation inside a 3D rupture model. In these conditions, the rupture becomes more sensitive to barriers, and consequently stops more easily. The rupture kinematics are remarkably modified : the rupture velocity is slower, and the slip velocity is limited. Surface motions are less important. Thus, plastic behaviour of the bulk shows up as an important phenomena to take into account for seismic rupture modeling.

Second, we studied the impact of a spatial variability of the rupture resistance on the fault. Introducing such an heterogeneity leads to slip profiles shapes that are closer from natural observations, showing off linear trends. Moreover, the rupture propagation and arrest location loose their predictability, as a consequence of the gradual stop of the rupture front on the small barriers included. For a same statistic of barrier size, a wide range of rupture size has been obtained. A power law distribution similar to a Gutenberg-Richter law can be obtained, if the mean fracture energy on the fault is a function of the rupture size, as it has been observed in the calculations including plasticity.

Finally, we studied the scaling between the final slip and the asperity size, using smooth asperity/barrier models. We show that the dynamics control one part of the maximum slip scaling law, and also that the fault segmentation has to be taken into account to fit properly the scaling law.

**Key words :** earthquakes, numerical simulations, rupture dynamics, friction law, fracture energy, plasticity, strong motions, heterogeneity, barriers, rupture velocity, supershear, slip velocity, slip profiles, scaling laws.

## Avant-propos

Mes premiers remerciements vont à mes deux directeurs de thèse, Michel et Fabrice. Ils m'ont insufflé leur passion pour l'étude des tremblements de terre, et m'ont montré la voie à suivre dans mon travail, m'incitant à donner le meilleur de moi-même. J'ai toujours pu compter sur eux dans les moments de doute pour faire repartir la machine, et leurs conseils bienveillants m'ont sagement guidé vers l'achèvement de mon travail. Ces quatre années et demi de travail ensemble ont été si riches en échanges variés, tant au niveau scientifique que méthodologique, ou personnel, que j'en tire beaucoup d'enseignements positifs, et encore plus de motivation pour la suite. Je veux aussi ici les remercier sincèrement d'avoir financé ma dernière année de thèse au LGIT.

Je veux remercier tous les membres du jury pour leurs appréciations favorables et leurs conseils, et particulièrement les rapporteurs Raul Madariaga et Aldo Zollo, pour leur lecture minutieuse. Je veux aussi remercier Pascal et Ioan d'avoir travaillé avec moi, Pascal me fournissant le code de calcul de rupture 3D, les bonnes bases pour démarrer, et de précieux conseils techniques tout au long de ma thèse, Ioan ayant initié le travail de recherche sur la plasticité et m'ayant guidé à de nombreuses reprises. Merci à Jean pour sa présidence sage et rassurante lors de la discussion qui a suivi la soutenance.

A la veille de partir en post-doc pour le pays du soleil levant, et de laisser un bon bout de vie derrière moi, ces quelques lignes sont aussi l'occasion pour moi de dresser un bilan de ces 5 années passées dans l'environnement du LGIT, le laboratoire des sismologues de Grenoble. Place donc aux violons (et à quelques libertés littéraires) : Le LGIT, c'est d'abord une ambiance incroyablement agréable, chaleureuse et accueillante. Certains diront familiale. Puisse ces traits de caractère ne jamais disparaître, ils font beaucoup pour rendre le travail agréable ! Une pensée pour Sara, notre petite maman chilienne, symbole quotidien de cette ambiance souriante. Merci au secrétariat, Martine, Jacques, France, Karine, Zoubida... pour leurs sourires et leur compréhension !

Une pensée particulière pour les membres de la secte foot-LGIT.. Qui se reconnaîtront. Une bien belle tradition de relâchement neuronal, où les nerfs subissent au moins autant que les chevilles.. Une pensée spéciale pour l'équipe RISQUES... une équipe de jeunes franc tireurs sympathiques où règne une ambiance sérieuse et rebelle à la fois.. Puisse cette ambiance perdurer autour des traditionnelles pizzas de 12h30.

Le labo brille aussi par son dynamisme scientifique, avec une ribambelle de séminaires formateurs et intéressants tout au long de l'année, et des chercheurs ouverts à la discussion.. J'ai pu satisfaire et aiguïser ma curiosité sur bien des sujets grâce à des discussions avec la plupart des chercheurs du labo

qui travaillent dans le domaine des failles, de la mécanique de la rupture, et autres.. et ils sont nombreux(ses).. Dans le désordre, Merci à Christophe, JR, Agnès, François(s), Isabelle, Anne-Marie, Jean-Pierre, Jean-François, Mathilde, Michel B., Jean, Manu, Cécile, Philippe(s), Stéphane(s), Henri-Claude, Nathalie, Helle, Ludo, Anne, Daniel, Alex, Eric, Florent, Denis, Lilianne, Robert, Yves, pour ces nombreuses discussions passionnantes.. Grâce à Michel et Fabrice, j'ai aussi pu rencontrer Jim Rice, Yehuda Ben-Zion, Martin Mai, Ralph Archuleta, Emily Brodsky.. ce furent des instants importants. J'ai ici une pensée aussi pour Dave Wald, qui m'avait accueilli au Colorado pour trois mois avant mon arrivée à Grenoble. Un remerciement à l'équipe informatique, au labo et aussi au SCCI, tout spécialement à Françoise Roch, qui s'occupe du cluster. Tout ce travail n'aurait pu se faire sans leur aide.

Enfin, je voudrais faire une dernière pirouette en direction des étudiants qui peuplent les bureaux et couloirs du Lgit, de ceux qui squattaient les bancs des amphis de l'institut Dolomieu, en souvenir de tous ces bons moments partagés ! Pensées spéciales à Louis, Guillaume, Clotaire, Héloïse, Laurent, Alexis, Soline, Mathieu, compagnons de galère, de discussion, de comptoir et/ou de bureau.. Une pensée aussi pour les Laitusiens du Lgge, Nico et Hélène, pour Fred, compagnon de chambrée des premières heures, pour Jonath, et pour tous les autres croisés au fil des jours...

Merci aussi à ma famille pour son apport en soleil du midi, et à Aloé pour m'avoir apporté toute l'affection, et le soutien dont j'avais besoin dans ces moments ultimes. Tu as été ma bulle d'air frais, ma respiration...



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
1.1	Petit historique . . . . .	12
1.2	Sismologie de la source - Présentation succincte . . . . .	13
1.3	Objectifs de ce travail . . . . .	14
1.4	Plan du manuscrit . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Rupture Dynamique - Quelques considérations générales et détails sur le code de calcul utilisé</b>	<b>17</b>
2.1	Loi de friction et rupture . . . . .	18
2.1.1	Comportement d'une interface - frottement . . . . .	18
2.1.2	Fracture élastique et singularités . . . . .	21
2.1.3	Forces de cohésion . . . . .	23
2.1.4	Notion de propagation et d'énergie de fracturation . . . . .	24
2.2	Modèle numérique . . . . .	27
2.2.1	Algorithme . . . . .	27
2.2.2	Choix des paramètres . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Plasticité autour de la zone de faille : études 2D</b>	<b>37</b>
3.1	Pourquoi considérer la non-élasticité du milieu ? . . . . .	38
3.2	Précédentes études . . . . .	40
3.3	Méthode de calcul . . . . .	46
3.3.1	Surface de plasticité et état de contrainte du milieu . . . . .	48
3.4	Résultats des calculs . . . . .	54
3.4.1	Caractéristiques spatio-temporelles de la plasticité . . . . .	54
3.4.2	Influence de la plasticité sur la vitesse de rupture . . . . .	61
3.4.3	Influence de la plasticité sur la vitesse de glissement . . . . .	64
3.4.4	Influence de la plasticité sur les profils de glissement . . . . .	71
3.4.5	Etude de paramètres : influence d'un changement de surface de plasticité . . . . .	79
3.5	Discussion et perspectives . . . . .	82
3.5.1	Limites du modèle utilisé . . . . .	82

3.5.2	Discussion des résultats . . . . .	84
	Résumé . . . . .	85
<b>4</b>	<b>Plasticité autour de la zone de faille : études 3D</b>	<b>87</b>
4.1	Passage de 2D à 3D . . . . .	88
4.2	Configuration et paramètres des modèles 3D . . . . .	90
4.3	Caractéristiques des ruptures en milieu plastique 3D . . . . .	93
4.3.1	Mouvements en surface . . . . .	93
4.3.2	Caractéristiques cinématiques de la rupture . . . . .	101
4.3.3	Energie de plasticité . . . . .	107
4.4	Discussion : importance de la prise en compte de la plasticité pour les estimations de mouvement du sol . . . . .	110
	Résumé . . . . .	111
<b>5</b>	<b>Plasticité autour de la zone de faille et barrières : études 2D</b>	<b>113</b>
5.1	Configuration des modèles . . . . .	114
5.2	Influence de la plasticité sur le franchissement des barrières . . . . .	115
5.3	Critère de propagation de la rupture : $\kappa$ . . . . .	118
5.4	Discussion . . . . .	120
5.4.1	Comment agit la plasticité ? . . . . .	120
5.4.2	Energie de fracturation : paramètre constitutif ou dépendant de la taille finale de la rupture ? . . . . .	121
	Résumé . . . . .	126
<b>6</b>	<b>Influence des hétérogénéités de petite taille : cas des barrières</b>	<b>127</b>
6.1	Introduction : la source présente des propriétés hétérogènes . . . . .	128
6.1.1	Les inversions cinématiques nous permettent de caractériser la source . . . . .	128
6.1.2	Quel type d'hétérogénéité introduire dans les modèles dynamiques ? . . . . .	131
6.2	Constitution du modèle hétérogène étudié . . . . .	134
6.2.1	Caractérisation de l'hétérogénéité de barrières . . . . .	134
6.3	Résultats . . . . .	135
6.3.1	Arrêt de la rupture . . . . .	135
6.3.2	Distribution taille / nombre d'événements . . . . .	139
6.3.3	Profils de glissement . . . . .	139
6.3.4	Fonction source . . . . .	141
6.3.5	Vitesse de rupture . . . . .	144
6.4	Discussion . . . . .	145
	Résumé . . . . .	151

---

<b>7</b>	<b>Lois d'échelles et rupture dynamique dans un milieu 3D élastique</b>	<b>153</b>
7.1	Introduction . . . . .	154
7.2	Modèles numériques . . . . .	157
7.3	Loi d'échelle glissement/longueur issue des modèles dynamiques	160
7.3.1	Quelle loi d'échelle pour le glissement dans un modèle de rupture dynamique ? . . . . .	160
7.3.2	Augmentation du nombre de segments de faille . . . . .	163
7.4	Discussion : de l'importance de prendre en compte la dynamique	166
7.4.1	Cinématique . . . . .	166
7.4.2	Prise en compte de la cinématique dans la loi d'échelle	172
7.4.3	Importance de $D/d_c$ . . . . .	178
7.4.4	Localisation de l'hypocentre au centre de la faille . . . . .	180
	Résumé . . . . .	181
<b>8</b>	<b>Synthèse et perspectives</b>	<b>183</b>
8.1	Conclusions . . . . .	184
8.2	Perspectives . . . . .	186
	<b>Bibliographie</b>	<b>190</b>





# Chapitre 1

## Introduction

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Petit historique</b>	<b>12</b>
<b>1.2</b>	<b>Sismologie de la source - Présentation succincte</b>	<b>13</b>
<b>1.3</b>	<b>Objectifs de ce travail</b>	<b>14</b>
<b>1.4</b>	<b>Plan du manuscrit</b>	<b>16</b>

---

## 1.1 Petit historique

Les tremblements de terre sont parmi les phénomènes naturels les plus dévastateurs. De tous temps, leur impact sur les civilisations humaines a été dramatique. Depuis l'antiquité ces manifestations des "humeurs" de la Terre ont intrigué les savants, qui ont formulés diverses hypothèses quant à leur origine. Courants d'air telluriques, déplacements de masses d'eau ou de feu pour les Grecs (Aristote), on imagine aussi au siècle des lumières que les tremblements de terre sont des phénomènes électriques. Mais les théories aristotélitienne restent au coeur des débats, faute d'observations et de théories meilleures. Ainsi, contemporain du tremblement de terre de Lisbonne de 1755, Kant se représente les "caves", se situant à proximité des montagnes (lieux les plus exposés aux séismes), qui propagent les "respirations" cycliques de la Terre, issues du dégazage périodique par les volcans de l'air contenu à l'intérieur du globe. Les théories modernes issues du développement de la mécanique (Kepler au XVIe, Newton au XVIIIe) arrivent au XIXe siècle, par l'intermédiaire de Mallet et d'Humboldt, qui identifient clairement le transport de l'énergie sismique, non plus par transfert de matière, mais par propagation d'ondes élastiques (sources [HEAT<sup>1</sup>](http://www.univie.ac.at/wissenschaftstheorie/heat/)). On n'explique néanmoins pas encore la cause des séismes, jusqu'à l'identification, au début du XXe siècle, des failles comme lieu de la relaxation des contraintes élastiques accumulées dans la croûte terrestre. Ainsi, chaque époque, avec ses moyens, a cherché à expliquer les raisons d'un phénomène capable de bouleverser la vie des hommes en quelques secondes. Vieille d'un peu plus d'un siècle, la sismologie a pour objet, entre autres, l'étude des caractéristiques de la source des tremblements de terre. Cette science est née de l'apparition des sismographes, instruments capable de mesurer les vibrations élastiques de la surface du sol. L'étude des premiers sismogrammes à la fin du XIXe siècle a d'abord eût pour conséquence de favoriser le développement de la sismologie tomographique, qui permet d'imager l'intérieur de la terre, et ce, aux

---

<sup>1</sup>HEAT : <http://www.univie.ac.at/wissenschaftstheorie/heat/>

dépend de la sismologie de la source, qui ne connaît à cette époque qu'une révolution majeure : l'identification par les géologues des failles comme étant intimement liées aux séismes. Suite au grand tremblement de terre de San Francisco en 1906, [Reid \(1910\)](#) établit ainsi la théorie du rebond élastique. Les mesures vont s'accumuler pendant quelques décennies (premiers accélérogrammes de champ proche dans les années 30), jusqu'aux années 60-70, où l'on assiste au développement considérable de la sismologie de la source. C'est la multiplication des données, l'apparition des premiers ordinateurs scientifiques, et la révolution de la tectonique des plaques qui permet l'apparition des théories mécaniques de dislocation et les premiers modèles de rupture des roches. L'étude de la source des tremblements de terre est lancée. Au début des années 80, le séisme d'Imperial Valley (Californie, 1979) ouvre la voie de l'observation directe de la rupture des failles lors d'un tremblement de terre ([Archuleta, 1984](#)). Depuis maintenant 30 ans, les sismologues ont complété leurs observations de séismes, et ils ont affinés leurs modèles théoriques de rupture. Mais il reste de nombreuses étapes à franchir pour faire converger observations et modèles. Les régions du monde correctement instrumentées sont rares, les gros séismes ont un temps de récurrence long. Nos observations sont donc parcellaires et il demeure de nombreuses hypothèses à explorer et à tester.

## 1.2 Sismologie de la source - Présentation succincte

Les séismes sont la manifestation de la relaxation très rapide des contraintes élastiques tectoniques qui s'accumulent dans la croûte terrestre et la déforment. C'est la localisation de la déformation élastique qui engendre la rupture du matériau sain sur des bandes étroites et crée les failles. Or, les failles, une fois présentes, constituent des plans de faiblesses du matériau rocheux, et cassent systématiquement avant les roches intactes qui les contiennent. Ainsi, la relaxation sismique a lieu sur des failles.

Cette constatation nous permet de poser les bases physique de la rupture et d'assimiler le problème des tremblements de terre à un problème de friction le long d'une interface. Posé de façon analytique par [Kostrov \(1964\)](#), ce problème est étudié à partir des années 70 de façon numérique (par exemple [Ida, 1972](#); [Andrews, 1976a](#); [Madariaga, 1976](#)) et de façon expérimentale (par exemple [Dieterich, 1979](#)). Ces études posent les bases du problème : la propagation de la rupture est un phénomène dynamique liée à la fracturation locale de l'interface de proche en proche. Cela implique que localement, pour que

la rupture se propage, l'énergie nécessaire à la fracturation soit inférieure à l'énergie apportée en tête de fracture par la déformation du milieu déjà rompu. Il vient de cette analyse plusieurs obstacles. 1) Le bilan énergétique local dépend en partie de l'histoire de la rupture, donc on ne peut se passer d'une étude dynamique. 2) Les paramètres contrôlant ces énergies sont variables le long de la faille, et souvent inconnus car difficilement mesurables. Les sismologues cherchent donc à caractériser les propriétés des ruptures de failles sismogènes pour contraindre ces paramètres physiques. Partant des séismes eux-mêmes, on utilise les méthodes d'inversions, qui tirent le maximum d'information possible sur la rupture à partir des enregistrements sismiques, des signaux GPS, et des données radar. Grâce à ces méthodes, on peut contraindre l'histoire spatio-temporelle du glissement et de la variation de contrainte sur le plan de faille durant le séisme. Ainsi, depuis une bonne vingtaine d'années, on sait que les séismes présentent, le long de leur plan de rupture, une forte hétérogénéité de glissement et une vitesse de rupture variable. Ces deux simples constatations impliquent que les modèles dynamiques basés sur les lois de friction doivent être complexifiés : en effet, les modèles de propagation de la rupture sur un plan de faille à paramètres de friction constants conduisent à des vitesses de rupture constantes et des profils de glissement simples. Quels types de complexités introduire dans les modèles pour parvenir à reproduire les séismes ? Plusieurs directions sont explorables. Les modélisateurs travaillent sur l'influence de la loi de friction (plusieurs types de loi), de la variation des paramètres physiques des lois de frictions, de l'hétérogénéité de contrainte initiale, de son orientation, de la géométrie du plan de faille (de 2D, 3D plan, courbe à complexe) et de la physique du problème (pression fluide, poro-élasticité, plasticité). Nos contraintes sont multiples et nous viennent des inversions cinématiques (contraintes sur variation de contrainte, énergie de fracturation, profils spatiaux de glissement, histoire temporelle du glissement), des expériences analogiques (rupture d'interface, frottement), des répliques (géométrie des failles en profondeur) et du terrain (ruptures en surface, forages, structure des failles).

### 1.3 Objectifs de ce travail

La propagation de la rupture le long de la faille est le phénomène qui intéresse les sismologues. En effet, si le déclenchement de la rupture d'une interface soumise à des contraintes est gouverné par le simple fait que le seuil de résistance est dépassé localement, il est fondamental de comprendre et

de quantifier la capacité à se propager<sup>2</sup> de la rupture elle-même. Une rupture incapable de se propager s'arrêtera rapidement, donnant naissance à un événement sismique de faible amplitude. *A contrario*, plus la rupture de l'interface se propage, plus le séisme grandit. Caractériser ce qui contrôle la propagation de la rupture, c'est comprendre ce qui finalement contrôle son arrêt et constitue ainsi le premier maillon de la chaîne qui permet aux sismologues de quantifier l'aléa sismique. Ce travail de thèse propose de traiter cette question fondamentale : quel(s) mécanisme(s) provoque(nt) l'arrêt de la propagation de la rupture lors des grands tremblements de terre ? De façon connexe, la question de l'origine des lois d'échelles empiriques régissant les caractéristiques macroscopiques des tremblements de terre (taille, nombre, quantité de glissement, énergie, chute de contrainte) sera aussi étudiée. Enfin, nous chercherons systématiquement à mettre en valeur les propriétés cinématiques de la rupture (profils de glissements et ses caractéristiques, vitesse de rupture, vitesse de glissement), informations apportées par les modèles cinématiques, afin de comprendre ce qu'elles impliquent sur la dynamique de la rupture.

Pour répondre à ces questions, nous nous sommes intéressés plus spécialement à l'influence de la prise en compte d'un comportement elasto-plastique des matériaux entourant la faille principale dans les modèles numériques de rupture. En effet cette considération n'a été que très peu prise en compte et les travaux pionniers en la matière (par exemple [Andrews, 2005](#)) suggèrent que ses effets sur le bilan énergétique de la rupture relèvent du premier ordre. Nous modéliserons d'abord le problème élasto-dynamique dans le cas de la géométrie 2D (plan et anti-plan), et enfin nous présenterons le cas 3D. La plupart de ces travaux sont nouveaux et n'ont jamais été publiés. Dans la suite de notre travail, nous avons choisi de traiter la question de l'arrêt des tremblements de terre en présence de conditions de résistance hétérogènes. En effet, il apparaît aujourd'hui fondamental d'intégrer de l'hétérogénéité dans les modèles de propagation de la rupture afin de rendre compte des caractéristiques des séismes majeurs. Nous étudions deux cas : le cas où les barrières sont discrètes et distribuées aléatoirement le long du plan de faille, et le cas où les barrières sont continues et disposées aux extrémités des failles.

---

<sup>2</sup>Je devrais parler de capacité à se propager sous forme instable, car, en plus du fait qu'il existe dans les problème de friction une initiation stable, ne radiant pas d'énergie sismique à hautes fréquences, on a observé récemment l'existence des séismes lents, dont la dynamique de propagation est si lente qu'on ne peut les détecter avec d'autres instruments que le GPS, et qui, de fait, ne sont pas dangereux par eux-mêmes.

## 1.4 Plan du manuscrit

Après une brève partie d'introduction sur les notions nécessaires à la compréhension des études numériques de rupture dynamique, le manuscrit présente les résultats obtenus sur deux axes de travail, formant cinq chapitres, le troisième chapitre constituant le pivot entre les deux axes. Le premier axe développé concerne la modélisation de la rupture en présence de plasticité dans le milieu, le second est centré sur les modèles de failles aux propriétés hétérogènes. Ces deux approches complémentaires permettent d'analyser les propriétés de propagation de la rupture (vitesse de glissement, vitesse de rupture, arrêt) résultant de deux contraintes différentes et de les comparer. Les études en milieu plastique ont nécessité le développement d'une nouvelle partie du code de calcul et permet de travailler en géométrie 2D et 3D. Je présente, dans le premier chapitre, la modélisation de la plasticité du milieu et les résultats obtenus pour les géométries 2D : plan et antiplan. Dans le deuxième chapitre, je présente les résultats obtenus pour le problème 3D. Enfin, dans le dernier chapitre concernant la plasticité, je montre les conséquences de l'interaction entre barrières et plasticité, montrant la pertinence de la considération de la plasticité comme l'un des mécanismes responsables de l'arrêt des tremblements de terre, et introduisant la prise en compte des hétérogénéités de propriétés de friction comme cruciale. Dans la deuxième partie, je traite d'abord le cas des failles à hétérogénéités de petites tailles, sous formes de petites barrières disposées le long du plan de faille. L'arrêt de la rupture, ainsi que l'influence sur la vitesse de rupture et les profils de glissement, sont les points importants traités dans ce chapitre. Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'étude de modèles dont les barrières constituent des obstacles localisés à l'extrémité des segments de failles. Ce dernier chapitre traite plus globalement des lois d'échelles reliant le déplacement cosismique à la taille des séismes. Le manuscrit se termine par une synthèse générale et les perspectives de ces travaux.

## Chapitre 2

Rupture Dynamique - Quelques  
considérations générales et détails  
sur le code de calcul utilisé



## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Loi de friction et rupture . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Modèle numérique . . . . .</b>	<b>27</b>

La plupart des points développés dans cette partie d'introduction générale seront par ailleurs discutés à nouveau au cas par cas dans les chapitres suivants, au gré de leur pertinence en regard des différents résultats exposés. Ils forment un ensemble de notions et concepts importants servant de base à la réflexion.

## 2.1 Loi de friction et rupture

### 2.1.1 Comportement d'une interface - frottement

Les séismes ont lieu sur des failles. Lors du tremblement de terre, lorsque les deux blocs de roches séparés par la faille se déplacent l'un par rapport à l'autre, ils frottent l'un contre l'autre. La physique mise en jeu est donc la physique du frottement d'interface. En conséquence, les modèles de rupture dynamique ont pour base une loi de friction. Celle-ci permet de relier le coefficient de frottement sur la faille à un ou plusieurs autres paramètres physiques, et notamment ceux qui déterminent si la faille glisse. En effet, si la valeur de résistance à la contrainte statique, c'est-à-dire la contrainte qu'il faut appliquer à la faille pour qu'elle commence à jouer en déplacement, dépend uniquement de la contrainte normale appliquée sur l'interface (comportement de Coulomb), la valeur de résistance au frottement une fois la rupture déclenchée dépend de plusieurs paramètres. Selon les lois de friction employées, cette dépendance est plus ou moins complexe, mais vise à reproduire des comportements observés dans les expériences de frottement de laboratoire : la valeur de la friction change quand l'interface rompt. Plusieurs comportements sont possibles : je décris succinctement les deux premiers, que nous n'avons pas expérimentés lors de ce travail, et termine par le cas qui a été traité.

Une première possibilité de comportement est l'augmentation de la friction (et donc de la résistance au glissement) avec le glissement. Ce phénomène est appelé durcissement. Il produit un glissement parfaitement stable, qui s'arrête dès que la force motrice devient inférieure au frottement. Pour continuer à faire se déplacer l'interface, un apport d'énergie de plus en plus grand est nécessaire. Ce type de comportement est responsable des glissements asis-

miques stables tel que le phénomène de “creeping”. On peut aussi évoquer ce type de comportement pour expliquer l’arrêt de la propagation d’une rupture. Notons qu’une phase transitoire de durcissement peut exister en début de loi de friction avant d’entamer la partie en affaiblissement.

Par opposition, la rupture sismique, elle, est un phénomène instable : elle est la conséquence de la diminution de la force de frottement, résistante au glissement, lors de la rupture de l’interface. Cet affaiblissement de la résistance au mouvement est typique des interfaces lisses. Une fois la contrainte seuil de rupture (résistance statique) atteinte, il devient de plus en plus facile d’augmenter la quantité de glissement, la force de frottement résistante étant de plus en plus faible, jusqu’à l’atteinte d’un seuil de résistance dynamique. Il faut alors distinguer deux cas : premièrement, le valeur de cette résistance dynamique est supérieure à la valeur de contrainte initiale, auquel cas l’instabilité ne pourra pas se propager très loin, car le travail global nécessaire est alors négatif. Ce mécanisme pourra aussi être mis en avant pour expliquer l’arrêt des séismes.

*A contrario*, et dans le cas qui nous intéresse, la valeur de résistance dynamique est inférieure à la contrainte initiale. Dans ce cas, l’instabilité va se propager indéfiniment, mue par la relaxation de la contrainte réalisée ainsi sur la faille. C’est ce type de loi de friction que nous avons utilisé dans nos modélisations. La figure 2.1 représente l’évolution de la friction en fonction du glissement en un point suivant une telle loi. Cette loi de friction très simple (trois paramètres :  $d_c$ ,  $\tau_s$ ,  $\tau_d$ ) est celle couramment appelée “slip-weakening law” dans la littérature et celle que nous avons employée dans nos calculs.

Pour revenir aux observations, les expériences de frottement montrent clairement plusieurs caractéristiques fondamentales que l’on peut prendre en compte dans les lois de frottements des modèles :

- 1) Une résistance à la mise en mouvement de l’interface qui est dépendante du temps de collage (sans mouvement sur l’interface). En effet, plus le temps d’attente est long entre deux mises en mouvement, plus la résistance à la rupture est grande. Notons que dans les expériences analogiques de cisaillement avec gouge, ce processus n’est observé qu’en présence de fluides. Celui-ci est interprété comme un fluage des irrégularités de la surface de faille via un processus de dissolution / recristallisation.
- 2) La friction dynamique, qui est le seuil de contrainte stationnaire atteint lorsque la faille s’est mise en mouvement, dépend de la vitesse de glissement. Plus la vitesse de glissement est rapide, plus le seuil de friction dynamique est bas. D’autre part, suite à une augmentation de la vitesse de glissement, la friction augmente quasi instantanément, avant de diminuer progressivement pour atteindre la valeur de friction dynamique. Il faut noter que dans le cas

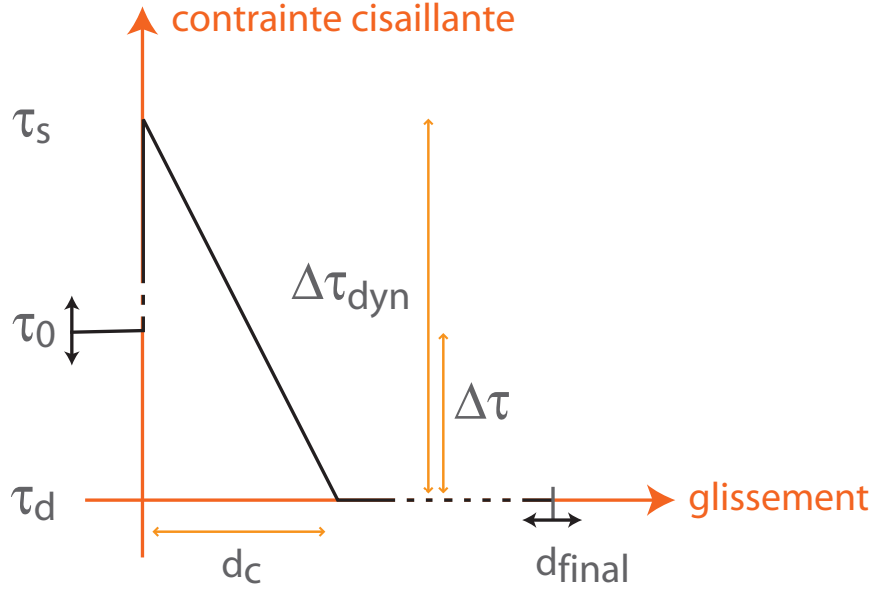


FIG. 2.1 ► Loi de friction de “slip-weakening”. L’affaiblissement de la résistance au frottement sur l’interface s’accomplit en fonction de l’augmentation de la quantité de glissement sur la faille. On peut définir ainsi un glissement caractéristique d’affaiblissement :  $d_c$ .  $\tau_s$  est la résistance statique à la rupture. La contrainte doit dépasser cette valeur pour que la faille se mette en mouvement. Dès lors, la force de cohésion ( $\tau_s - \tau_d$ ) disparaît progressivement (ici linéairement) sur l’interface, en fonction de la quantité de glissement accumulée, jusqu’à devenir nulle lorsque le déplacement est égal à  $d_c$ . Le niveau de friction dynamique  $\tau_d$  est alors atteint.  $\tau_0$  (et donc  $\Delta\tau$ ) et  $d_{final}$  ne sont pas définis par la loi de friction.

des gouges cisillées, une réduction de la taille de grain entraîne une diminution du seuil de frottement dynamique. L’obtention d’un seuil dynamique constant avec une vitesse de glissement constante est donc conditionnée par une stationnarité de la taille des grains dans la gouge.

3) La chute de friction dynamique dépend de la quantité de glissement : la valeur seuil du coefficient de frottement dynamique n’est atteinte qu’après une certaine quantité de déplacement accumulée sur l’interface. On parle de glissement critique d’affaiblissement ou  $d_c$ .

Ces caractéristiques ont été mises en évidence par des expériences de frottement d’interfaces (voir par exemple [Dieterich, 1979](#); [Marone, 1998](#); [Chambon et al., 2002](#)) ou des expériences de propagation de rupture dans des matériaux (par exemple [Ohnaka et Chen, 1999](#)). Ces résultats ont permis de construire des lois de friction complexes de type “Rate&State”, qui modélisent l’évolu-

tion de la friction en fonction de la vitesse de dislocation, et d’une variable d’état liée à l’état de la surface. Ces lois donnent de bons résultats dans les modèles de cycle sismique, et de sismicité en général.

On peut enfin remarquer que toutes ces expériences, de part leurs limites respectives, ne mettent pas toutes en évidence les mêmes propriétés du comportement mécanique des surfaces de frottement. Seule la dernière des trois caractéristiques précédemment citées est commune. Et de fait, c’est probablement la plus fondamentale : la friction chute toujours en fonction de la quantité de déplacement entre les deux solides séparés par l’interface, et on peut toujours quantifier un glissement critique  $d_c$ . Ainsi, notre modélisation de l’évolution de la contrainte cisailante sur la faille va se traduire par une loi de friction très simple, mais qui contient l’essentiel : une loi d’affaiblissement en glissement ou “slip-weakening law” (figure 2.1).

### 2.1.2 Fracture élastique et singularités

Les lois de friction simples en “slip-weakening” ont été très utilisées pour des raisons historiques. En effet, avant [Barenblatt \(1959\)](#), qui introduit le concept de force de cohésion agissant en tête de fracture, on considère, pour les calculs analytiques, que la chute de contrainte est instantanée lors de la fracture. Cela implique qu’une singularité de contrainte existe dans le milieu non rompu, et qu’une singularité de la déformation existe en tête de fracture (figure 2.2). De nombreuses études théoriques analytiques fondamentales qui étudient les propriétés statiques (par exemple [Eshelby, 1957](#); [Knopoff, 1958](#)), puis la stabilité et la propagation des fractures (par exemple [Kostrov, 1964](#); [Freund, 1979](#)) sont construites autour de ce modèle. On trouve dans les revues de [Rice \(1980\)](#) ou [Kanamori et Brodsky \(2004\)](#) une synthèse<sup>1</sup> précise de ces travaux. L’intensité des singularités en tête de fracture est proportionnelle à la chute de contrainte sur la zone rompue. Ainsi, on peut écrire les profils des champs statiques de contrainte et de déplacement (en mode III, d’après [Kanamori et Brodsky, 2004](#)) :

$$\tau(x) = \Delta\tau \frac{x}{(x^2 - a^2)^{1/2}} + \tau_d \quad x \geq a \quad (2.1)$$

$$u(x) = \frac{\Delta\tau}{\mu} (a^2 - x^2)^{1/2} \quad x \leq a \quad (2.2)$$

<sup>1</sup>On trouve dans la thèse de [Cruz-Atienza \(2006\)](#) une revue récente en français des points essentiels de la théorie de la rupture.

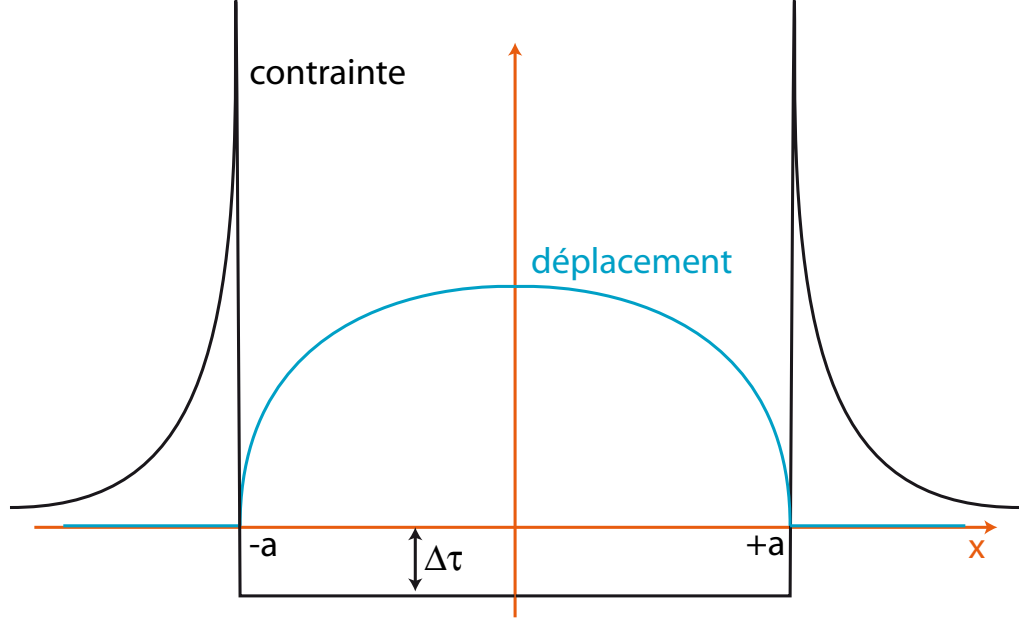


FIG. 2.2 ► Figure représentant le profil de variation de contrainte et de glissement pour une fracture statique élastique de taille  $2a$ . La singularité de contrainte est localisée à l'avant de la zone rompue. La singularité de la dérivée spatiale du glissement se situe à l'intérieur de la fracture.

$2a$  étant la taille de la fracture,  $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_d$  la variation de contrainte consécutive à la création de la fracture, et  $\mu$  le module de cisaillement du milieu. Le glissement à l'intérieur de la fracture croît en  $\sqrt{x}$ .

A proximité de la tête de fracture, pour  $x = a + \epsilon$ , on peut réécrire l'équation 2.1 en fonction de  $K$ , le facteur d'intensité de contrainte ou "stress intensity factor", comme :

$$\tau(\epsilon) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} + \tau_d \quad x = a + \epsilon \quad (2.3)$$

$$K = \Delta\tau \sqrt{\pi a} \quad (2.4)$$

En avant de la fracture, la contrainte décroît en  $1/\sqrt{x}$ .  $K$  croît comme la variation de contrainte effective, et la racine de la taille de la fracture.

Dans le cas d'une fracture se déplaçant à une vitesse  $v$ , on obtient les équations

tions suivantes ([Kostrov, 1964](#)) :

$$\tau(x, t) = C\Delta\tau \frac{x}{(x^2 - v^2t^2)^{1/2}} + \tau_d \quad x \geq vt \quad (2.5)$$

$$u(x, t) = C\frac{\Delta\tau}{\mu} (v^2t^2 - x^2)^{1/2} \quad x \leq vt \quad (2.6)$$

où  $C$  est une constante dépendant de la vitesse de rupture et de la géométrie. On peut rajouter que la singularité en déplacement se traduit par une singularité en vitesse de déplacement sur la faille (voir par exemple [Campillo, 1983](#)) :

$$\dot{u}(x, t) = C\frac{\Delta\tau}{\mu} \left(\frac{vt}{2}\right)^{1/2} v(vt - x)^{-1/2} \quad x \leq vt \quad (2.7)$$

### 2.1.3 Forces de cohésion

L'introduction des forces de cohésion a permis de supprimer l'incohérence mécanique liée aux singularités, en modifiant l'évolution des champs considérés à proximité de la tête de fracture (figure 2.3). La force de cohésion a pour conséquence d'empêcher la chute brutale de la contrainte cisailante sur la partie de faille brisée, et diminue au fur et à mesure que le glissement augmente. Elle agit dans une zone appelée zone de cohésion, ou "process zone", ou bien encore "breakdown zone". C'est l'existence de cette zone, d'épaisseur non-nulle, qui empêche la singularité des champs. Dans la zone de cohésion, la contrainte chute progressivement de la valeur de rupture du milieu non fracturé (qui n'est plus une valeur singulière) à la valeur de frottement dynamique. La chute de contrainte n'est plus instantanée mais se produit après une certaine longueur de glissement, appelée distance critique d'affaiblissement ou  $d_c$ . La disparition de la singularité de contrainte au profit d'un seuil de rupture autorise dès lors les études numériques. [Ida \(1972\)](#) a été l'un des premiers à étudier numériquement ce comportement d'affaiblissement en glissement, suivi par de nombreux auteurs (par exemple [Andrews, 1976a](#); [Madariaga, 1976](#)).

Loin des extrémités de la fracture, les champs ne subissent pas l'influence de l'introduction des forces de cohésion. Les solutions analytiques (notamment le profil de glissement) déduites du modèle de fracture élastique sont donc valables. Les considérations énergétiques, qui découlent de leur intégration sur l'ensemble de la faille, restent elles aussi valables.

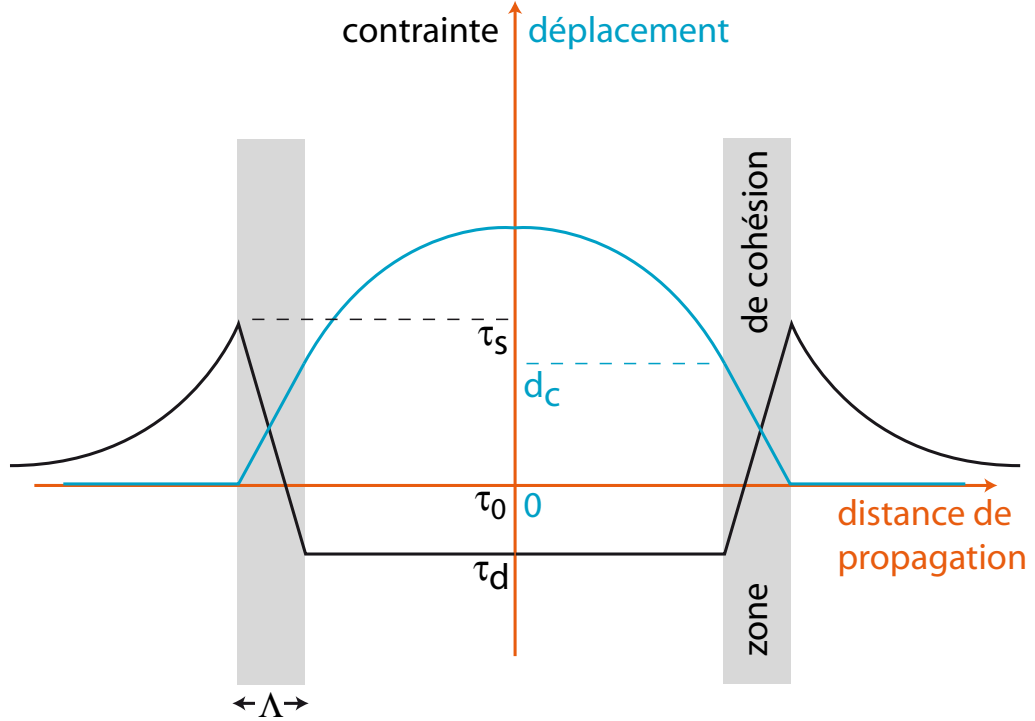


FIG. 2.3 ► Profils schématiques de glissement et de contrainte le long d'une interface 2D antiplane (voir [Andrews, 1976a](#)), si l'on utilise une loi de friction de type "slip-weakening". La présence de la zone de cohésion réduit le gradient de déformation en tête de fracture. En cas de chute de contrainte instantanée (zone de cohésion d'épaisseur  $\Lambda$  nulle), le profil de glissement et le profil de contrainte présentent chacun une singularité.

### 2.1.4 Notion de propagation et d'énergie de fracturation

Les travaux de [Griffith \(1920\)](#) montrent que la stabilité et la propagation des fractures élastiques sont liées à la compétition entre l'énergie de fracturation ( $G_c$  dans le modèle de "slip-weakening", figure 2.4) et l'énergie disponible. Le critère de rupture de [Griffith](#) est le rapport entre ces deux quantités. L'énergie de fracturation représente la quantité d'énergie qu'il faut dépenser pour créer une nouvelle interface dans le matériau non rompu. Dans le modèle d'affaiblissement en glissement utilisé, elle est égale à :

$$G_c = \frac{1}{2} d_c (\tau_s - \tau_d)$$

L'énergie disponible est une énergie liée à la déformation accumulée sur la faille, qui charge élastiquement les parties encore intactes. Elle est fonction,

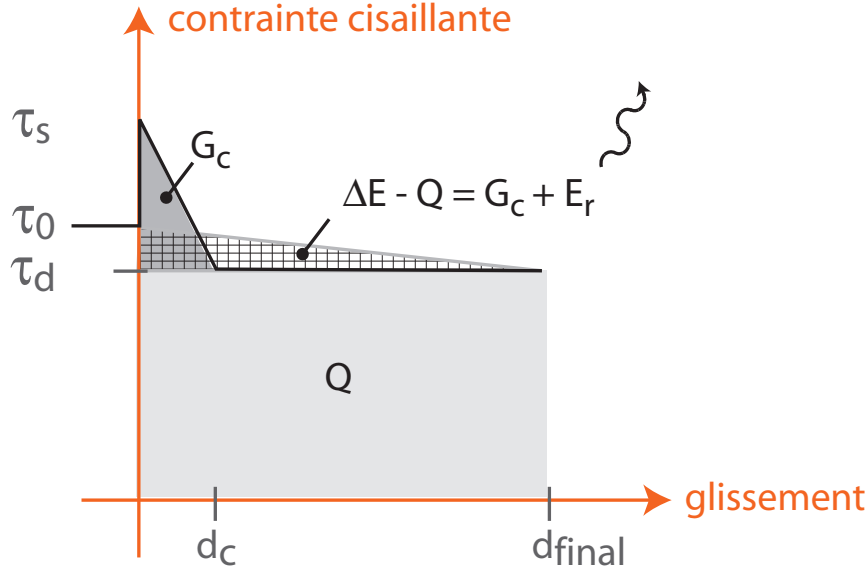


FIG. 2.4 ► Bilan énergétique de la rupture dynamique dans le cas d'une loi de friction d'affaiblissement en glissement. La majeure partie de l'énergie est dissipée sous forme de chaleur  $Q$  (en gris). L'excédent (aire quadrillée) est consommé par la fracturation  $G_c$  (gris foncé) et l'émission d'ondes  $E_r$ .

via le “stress intensity factor”  $K$ , de la taille de la fracture et de la chute de contrainte (Kanamori et Brodsky, 2004, eq 4.9) :

$$G^* = \frac{K^2}{2\mu} = \frac{\pi a \Delta \tau^2}{2\mu}$$

L'équilibre entre ces deux énergies est requis dans le cas d'une fracture statique. Si l'énergie de déformation  $G^*$  est supérieure à l'énergie de fracturation, la fracture avance. La différence d'énergie est radiée sous forme d'ondes élastiques dans le milieu. Le bilan intégral de l'énergie mise en jeu dans un modèle de d'affaiblissement en glissement est représenté sur la figure 2.4. La variation d'énergie totale entre l'état final et l'état initial est  $\Delta E$ . Une grande partie de cette énergie est dissipée sous forme de chaleur, du fait de la résistance à la friction dynamique. L'excédent (surface rayée) représente l'énergie de déformation. Cette énergie est partitionnée entre l'énergie de fracturation consommée par l'avancée de la fracture et l'énergie radiée dans le milieu sous forme d'ondes élastiques. Ce bilan d'énergie est un bilan statique (état final moins état initial). Pendant la progression de la rupture, ce bilan d'énergie se traduit par un équilibrage dynamique des flux d'énergie au niveau de la tête



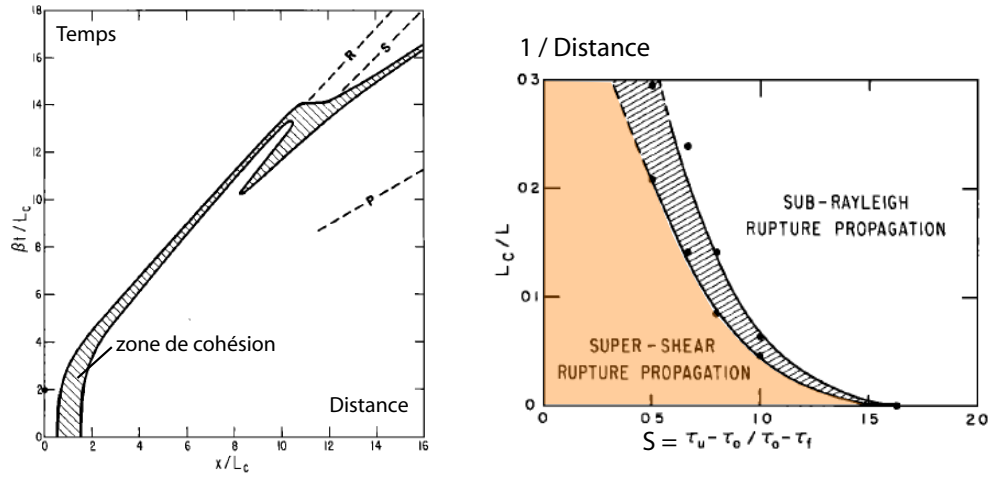


FIG. 2.5 ► D'après [Andrews \(1976b\)](#). Propagation "supershear" du front de rupture en 2D (mode II). Après une certaine distance de propagation, le front de rupture saute et change de vitesse de propagation (à gauche). Ce saut apparaît après une distance qui est fonction du rapport  $S = (\tau_s - \tau_0) / (\tau_0 - \tau_d)$ . Si  $S > 1.6$ , c'est-à-dire si la résistance à la rupture est relativement importante par rapport à la chute de contrainte, le saut aux vitesses supershear n'est pas possible (à droite).

de la fracture en mouvement. Ainsi, la vitesse de propagation de la rupture n'est pas constante. A tout instant, l'excédent du flux d'énergie de déformation arrivant en tête de fracture qui ne sert pas à la fracturation est converti en énergie cinétique. Celle-ci sert à la fois à augmenter la vitesse de rupture, et à l'émission d'ondes. La vitesse de propagation, toutefois, n'évolue pas de façon libre. Elle est comprise entre zéro et une vitesse maximale égale à la vitesse de propagation des ondes S dans le cas d'une fracture en mode III ou la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh dans le cas d'une fracture en mode II. Une fois la vitesse de propagation maximale atteinte, tout l'excédent d'énergie est radié.

Cette limite de vitesse de propagation de la rupture n'est toutefois pas absolue. On observe qu'un front de rupture peut se propager à une vitesse de propagation supérieure, nommée supersonique dans la littérature, par analogie avec le phénomène de franchissement de la vitesse du son. Dans ce cas, la rupture peut se propager à une vitesse supérieure à celle des ondes S, et jusqu'à la vitesse maximale des ondes dans le milieu : la vitesse des ondes P. Il se développe alors derrière le front de rupture un cône d'ondes S, de façon analogue au cône d'ondes sonores se formant derrière un objet émettant du son et se déplaçant à une vitesse supérieure à la vitesse du son. Ce phénomène

a été largement étudié numériquement et analytiquement (par ex. [Andrews, 1976b](#); [Freund, 1979](#)). La figure 2.5 montre les conditions de la transition supersonique pour une fracture en mode II, d’après [Andrews \(1976b\)](#). Le changement de vitesse de propagation s’effectue après une certaine distance de propagation de la rupture, qui dépend du rapport entre l’excès de contrainte dynamique (*strength excess*) et la chute de contrainte statique ( $\Delta\tau$ ). L’excès de contrainte est défini par la différence entre la contrainte initiale et la résistance statique ( $\tau_s - \tau_0$ ). La chute de contrainte statique est définie par la différence entre la contrainte initiale et la friction dynamique ( $\tau_0 - \tau_d$ ). Leur rapport définit le paramètre S que l’on trouve dans la littérature. C’est l’existence d’un pic de contrainte en avant du front de rupture qui provoque le saut du front de rupture. Si les conditions le permettent ( $S < 1.6$ ), ce pic finit par atteindre la valeur du seuil de résistance à la rupture  $\tau_s$ . Ce deuxième front se propage à des vitesses de rupture  $V_R$  comprises entre  $\sqrt{2} V_S < V_R < V_P$ . La discussion a longtemps porté sur la valeur asymptotique de cette vitesse de propagation supersonique, mais les solutions analytiques ([Burridge, 1973](#)) et numériques récentes ([Dunham, 2007](#); [Festa et Vilotte, 2006](#)) indiquent que la vitesse asymptotique en mode II est  $V_P$ . Ce phénomène est longtemps resté une caractéristique propre aux modèles numériques, avant qu’une vitesse de rupture supérieure à  $V_S$  soit observée sur des séismes (par exemple [Archuleta, 1984](#); [Bouchon et Vallée, 2003](#); [Dunham et Archuleta, 2004](#)), puis en laboratoire ([Rosakis et al., 1999](#)). Comprendre l’apparition de ce phénomène dans la nature est un enjeu pour les sismologues, du fait de son influence sur les caractéristiques des ondes émises dans le milieu par la rupture. D’une façon générale, comprendre le bilan énergétique de la rupture est fondamental car celui-ci détermine la capacité de la rupture à se propager, et donc à grandir. Les risques liés aux séismes étant, au premier ordre, proportionnels à la taille des événements sismiques, comprendre ce qui détermine leur taille est fondamental.

## 2.2 Modèle numérique

### 2.2.1 Algorithme

Nous détaillons ici quelques caractéristiques du code numérique qui a été utilisé pour les simulations de rupture dynamique de cette thèse. Ce code de calcul est la version 2004 du code développé par P. Favreau et présenté par [Favreau et Archuleta \(2003\)](#) pour étudier la radiation de la rupture en 3D ou par [Dunham et al. \(2003\)](#) pour étudier la formation de pulses “supershear”.

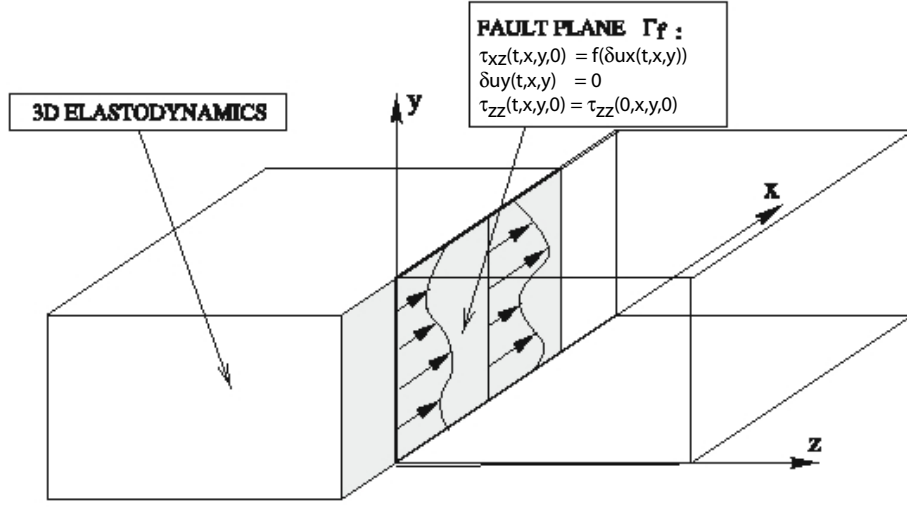


FIG. 2.6 ► Schéma du modèle (modifié d'après Favreau *et al.* (2002)). Les équations de l'élasto-dynamique gouvernent le milieu entourant la faille. Celle-ci voit sa contrainte cisailante ( $\tau_{xz}$ ) suivre la loi constitutive reliant la friction au déplacement. Celui-ci ne peut se faire que selon la direction  $x$ , et la contrainte normale  $\tau_{zz}$  sur la faille est constante au cours du temps.

La géométrie modélisée est une faille planaire (voir figure 2.6) séparant deux milieux élastiques. Les équations résolues sont celles de l'élasto-dynamique 3D, avec l'approximation des petites déformations :

$$\begin{aligned} \text{Loi de Hooke :} \quad \tau_{ij} &= \lambda u_{k,k} \delta_{ij} + \mu(u_{i,j} + u_{j,i}) \\ \text{Loi de la dynamique :} \quad \rho \ddot{u}_i &= \tau_{ij,j} + f_i \end{aligned}$$

où  $\mu$  et  $\lambda$  sont respectivement le module de cisaillement et le coefficient de Lamé,  $\rho$  est la masse volumique,  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker, la virgule note la dérivation et  $f_i$  sont les forces de volumes. Les variables du problème sont les vitesses de déplacement et les contraintes. Les équations résolues sont donc les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} &= \lambda \frac{\partial v_k}{\partial k} \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial j} + \frac{\partial v_j}{\partial i} \right) \\ \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} &= \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial j} + f_i \end{aligned}$$

Dans le cas 3D élastique, le tenseur des contraintes est symétrique et ne comporte que six composantes indépendantes. Le vecteur vitesse se décompose selon les trois directions de l'espace. Le problème de la propagation des ondes

élastiques est donc résolu en neuf équations. Trois équations décrivent l'évolution de la vitesse de déplacement en fonction de la contrainte (considérant les forces de volumes comme nulles) :

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}\end{aligned}$$

et six qui décrivent l'évolution de la contrainte<sup>2</sup> en fonction de la vitesse :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_x}{\partial x} + \lambda \left( \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_y}{\partial y} + \lambda \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial t} &= (\lambda + 2\mu) \frac{\partial v_z}{\partial z} + \lambda \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial t} &= \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial t} &= \mu \left( \frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial t} &= \mu \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)\end{aligned}$$

Ces équations sont résolues en deux temps, le premier groupe d'équations concernant les vitesses étant calculé aux temps  $(n)$ ,  $(n+1)$ , etc., et le deuxième groupe étant calculé aux temps  $(n + 1/2)$ ,  $(n + 3/2)$ , etc.. Ainsi, alternativement, les contraintes servent à la mise à jour des vitesses, et les vitesses servent à la mise à jour des contraintes. On discrétise ces équations aux dérivées partielles (EDP) pour un schéma numérique en différences finies (dérivées spatiales obtenues par un développement limité des EDP au 4e ordre, et temporelles au 2e ordre), tirant parti de la technique de la grille décalée, introduite par [Madariaga \(1976\)](#). Cette technique permet de résoudre beaucoup plus précisément les équations différentielles, grâce à une division par deux du pas d'espace et/ou de temps séparant les variables nécessaires au calcul et le point de calcul. [Moczó et al. \(2000\)](#) montrent que la résolution de cette méthode permet de propager dans le milieu sans dispersion

<sup>2</sup>Dans le manuscrit, les notations  $\tau_{ij}$  et  $\sigma_{ij}$  sont utilisées indifféremment pour désigner les contraintes. Toutefois, les notations  $\tau$  utilisées seules ou indicées d'une seule lettre désignent des tractions (contraintes cisailantes).

toutes les longueurs d’ondes plus grandes que six pas d’espace. Toutefois, le décalage rend moins évidente l’appréhension de la grille numérique, car presque toutes les composantes du tenseur des contraintes sont calculées à des endroits différents, de même que toutes les composantes du vecteur vitesse. Une représentation des points de calcul des composantes du tenseur des contraintes dans la grille décalée est montrée figure 3.3.

Les géométries modélisées sont 2D (mode II et mode III) et 3D. Dans ce dernier cas, on modélise une faille au comportement purement décrochant, avec un mouvement orienté strictement selon la direction horizontale des  $x$  (voir 2.6) :  $\vec{u} = (u_x, 0)$ ;  $\tau_{yz} = 0$ . La faille est le plan vertical d’équation  $z=0$ . Sur ce plan, la loi de friction régit la correspondance contraintes/déplacement, alors qu’ailleurs dans le modèle, ce sont les lois de l’élastodynamique précitées qui gouvernent. Nous avons utilisé parfois la possibilité d’inclure une surface libre perpendiculaire à la faille, d’équation  $y=0$ . Sauf le cas de la surface libre, les bords du modèle sont tous des bords absorbants de type PML (“perfectly matched layers”) garantissant un minimum de retour d’énergie des ondes dans le modèle, et simulant un milieu infini.

Sur la faille, on ne calcule que les composantes cisailantes  $\tau_{xz}$  et  $\tau_{yz}$  (et la composante  $v_z$  du champ de vitesse, qui n’intervient pas dans le calcul de frottement), qui sont les champs continus au travers de la faille. Ces variables sont celles nécessaires pour calculer l’évolution de la friction. On considère que la contrainte normale sur la faille est constante dans le temps et égale à sa valeur initiale. Aucune ouverture de la faille n’est autorisée ( $u_z = 0$ ). Les déplacements  $u_x$  et  $u_y$  quantifiant la dislocation sur l’interface sont obtenus grâce à la loi de friction, qui relie la contrainte cisailante sur la faille au glissement. On évalue la vitesse de dislocation sur la faille, que l’on extrapole dans le milieu, pour obtenir les vitesses  $v_x$  et  $v_y$ , calculées de part et d’autre de l’interface. La mise en oeuvre de la loi de friction sur la faille est proche de la méthode “TSN” (anagramme de “traction at split nodes”), détaillée par Andrews (1999) ou par Moczo *et al.* (2007)<sup>3</sup>. La ressemblance avec cette méthode provient de l’épaisseur nulle de la zone de faille. Toutefois, La méthode utilisée ici reste différente de la méthode de “TSN” classique car ici, c’est un noeud de contrainte qui est coupé en deux par la faille au lieu d’être un noeud de vitesse. Dans cette méthode, on détermine une quantité de glissement pour chacun des deux blocs séparés par la faille, chaque côté de la faille pouvant se

<sup>3</sup>Moczo *et al.* (2007) présentent en outre, de façon plus détaillée que ce qui vient d’être fait, les équations des méthodes numériques en différences finies, et l’application à la grille décalée.

déplacer de façon indépendante par rapport à l'autre, si les propriétés élastiques des deux blocs diffèrent. A chaque noeud de calcul correspondant aux vitesses de déplacement, on trouve, en pratique, deux demi-noeuds. Ainsi, la condition imposée par la loi de friction sur l'évolution de la contrainte et du déplacement sur la faille est traitée comme une condition aux limites pour chacun des deux milieux élastiques qui l'entourent. Il convient de préciser qu'au cours du travail détaillé par la suite, nous n'employons que des milieux aux propriétés homogènes dans toutes les directions de l'espace, y compris à travers l'interface de faille. Le problème est alors rigoureusement symétrique de part et d'autre de la faille. Toutefois, l'inclusion d'une limite de comportement élastique/plastique dans le milieu peut rompre cette symétrie dans certains cas, comme nous le verrons plus loin dans le manuscrit.

### 2.2.2 Choix des paramètres

**Paramètres élastiques** Nous utilisons un coefficient de Poisson de 0.25, valeur couramment donnée pour les roches de la croûte. La vitesse des ondes P dans le milieu est ainsi égale à  $V_P = \sqrt{3}V_S$ , avec  $V_S = 3000 \text{ m.s}^{-1}$ , soit  $V_P = 5196 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous utilisons une masse volumique  $\rho = 3000 \text{ kg.m}^{-3}$  (sauf pour les comparaisons avec les calculs de [Andrews, 2005](#), qui utilise une valeur plus faible de  $\rho = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$ ), ce qui conditionne un module de cisaillement égal à  $\mu = \rho V_S^2 = 27 \text{ GPa}$ .

**Pas d'espace** Outre les considérations relatives à la taille du modèle, il existe une contrainte imposée par la loi de friction sur la taille de la grille. Il faut s'assurer que la discrétisation n'est pas trop lâche pour assurer une continuité dans la résolution du problème d'affaiblissement le long de la faille. Une échelle de taille caractéristique du problème peut être définie par  $\mu d_c / (\tau_s - \tau_d)$ . On pose alors que :

$$\Delta x < \mu \frac{d_c}{\tau_s - \tau_d}$$

où  $\Delta x$  est le pas d'espace de la grille. Cette équation traduit le fait que la variation de contrainte  $\tau_s - \tau_d$  produite sur la faille est associée à une quantité de déplacement  $d_c$ . La déformation  $\varepsilon$  associée à la variation de contrainte telle que  $\tau = \mu\varepsilon$  est donc  $d_c/w$ , où  $w$  est la taille caractéristique du problème élastique considéré. Il est nécessaire que l'échelle de discrétisation spatiale soit inférieure à cette taille caractéristique.

Ce critère permet de calculer la propagation spontanée de la rupture, mais pas forcément la bonne discrétisation du problème au niveau de la tête de

fracture. Pour cela, il faut prendre en compte la taille de la zone de cohésion, qui dépend inversement de la taille de la rupture envisagée. On s'attachera donc à définir un pas d'espace suffisamment petit pour qu'à l'issue de la propagation, il reste plusieurs points dans la zone de cohésion (voir détails chapitre suivant, p.65).

**Pas de temps** [Moczo \*et al.\* \(2000\)](#) déterminent que la stabilité du schéma numérique est assurée pour un pas de temps tel que :

$$\Delta t \leq \frac{6}{7\sqrt{3}} \frac{\Delta x}{\alpha}$$

avec  $\alpha$  la vitesse des ondes P et  $\Delta x$  le pas d'espace. Le coefficient  $c = \frac{6}{7\sqrt{3}}$  est proche de 0.5. Dans nos calculs, les pas de temps sont toujours au moins deux fois inférieurs à cette prescription. Par exemple, dans les calculs 2D reproduisant les conditions d'[Andrews \(2005\)](#), nous avons utilisé comme coefficient  $c \approx 0.2$ . Dans les calculs des deux derniers chapitres, concernant les modèles hétérogènes et les lois d'échelles, on descend à  $c = 0.1$ . Le but de la réduction du pas de temps bien en dessous de la limite de stabilité est de limiter les erreurs numériques sur la faille, mais ce choix d'augmenter la précision temporelle est arbitraire et n'a pas été validé par des tests.

**Nucléation** La plupart des auteurs, pour initier la rupture dynamique, forcent le système en imposant une contrainte initiale plus forte que la résistance statique sur une zone de taille réduite. Cela déclenche immédiatement la rupture, qui commence alors à se propager, mais a pour conséquence de modifier le bilan énergétique de la rupture et peut gêner l'interprétation des calculs. Certains auteurs partent d'un état de la faille proche d'une fracture statique, légèrement déstabilisée. On prescrit pour cela un profil de glissement non nul au départ, similaire à celui représenté au dessus (figure 2.3), tel que la rupture soit prête à démarrer. Ce choix est celui qui perturbe le moins le résultat final. Nous avons choisi une méthode d'initiation similaire, qui comporte une phase dite de nucléation : l'étape de nucléation consiste, à partir d'une faille non rompue, à obtenir un "crack", c'est-à-dire une rupture possédant un maximum de vitesse de glissement localisé en tête de fracture, et portant une forte variation de contrainte devant elle. Contrairement à la méthode qui consiste à introduire un profil de glissement proche de celui souhaité, on part d'un profil de glissement nul. On perturbe alors légèrement le champ de vitesse, qui sinon est nul lui aussi, en quelques points de la faille.

La perturbation de faible amplitude se propage, et le glissement commence lentement à s'accumuler et à se propager sur la zone de nucléation. L'évolution de cette instabilité aboutit finalement à la génération spontanée d'un "crack". Les travaux de [Campillo et Ionescu \(1997\)](#) puis [Ionescu et Campillo \(1999\)](#) et [Favreau \*et al.\* \(2002\)](#) montrent qu'une rupture de type "crack" ne se forme que si une zone d'une taille suffisante glisse. En effet, si la zone n'est pas assez grande, le glissement s'accumule lentement sur la faille sans développer de front de rupture propagatif rapide. Ce type de rupture est dite stable, car l'affaiblissement total de la zone est obtenu sans que ne se soit développé un front de rupture pouvant posséder une signature sismique. Concrètement, comme décrit par les auteurs cités précédemment, pour déclencher la formation spontanée du pulse, il faut prescrire une zone de taille :

$$2 r_{nucl} > \pi \mu \frac{d_c}{\tau_0 - \tau_d}$$

Ce résultat 2D fonctionne aussi pour une géométrie 3D circulaire. Après la phase de croissance stable, l'instabilité voulue apparaît. Un pulse de glissement rapide part alors du centre de la zone, pour se propager vers le reste de la faille. Bien entendu, la résistance sur cette zone de nucléation est égale à la contrainte initiale, de façon à ce que le glissement s'y accumule librement.

**Initiation sur une faille homogène** Pour parfaire la phase d'initiation, il convient de s'assurer que le pulse qui s'est formé spontanément dans la zone de nucléation va pouvoir se propager sur la faille. On utilise pour cela le critère de Griffith, déjà présenté précédemment. Dans le cas général d'une faille dont les paramètres de la loi constitutive de friction sont constants tout au long de la faille (cas homogène), on connaît l'énergie de fracturation nécessaire pour casser chaque point de la surface de faille. L'énergie motrice de la propagation, quant à elle, est l'énergie issue de la déformation de la zone rompue. Dès la phase de nucléation terminée, la rupture possède donc une énergie de déformation, issue de la relaxation des contraintes sur la zone de nucléation. Cette énergie est égale à  $\pi r_{nucl} \Delta \tau^2 / 2\mu$ , et doit être supérieure à  $G_c$ , l'énergie de fracturation à l'extérieur de la zone de cohésion, pour que la rupture s'y propage. D'une façon plus générale, l'énergie de déformation est directement reliée à la taille de la zone cassée. Pour s'assurer de la propagation à travers une faille homogène, il suffit de s'assurer que la zone rompue possède l'énergie de déformation égale à l'énergie de fracturation de la zone l'entourant. On peut ainsi déterminer un rayon critique d'initiation, d'une zone qui devra être cassée pour voir la rupture se propager plus loin librement et spontanément.



Ainsi, par l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} G_c &= G^* \\ \frac{1}{2} d_c (\tau_s - \tau_d) &= C(v_r) \frac{\pi r_{crit} \Delta\tau^2}{2\mu} \end{aligned}$$

où  $C(v_r)$  est une constante qui varie avec la vitesse de rupture et la géométrie considérée, on peut déterminer avec une assez bonne approximation la valeur du rayon critique :

$$r_{crit} = \frac{1}{\pi C(v_r)} \frac{\mu \Delta\tau_{dyn}}{\Delta\tau^2} d_c$$

La valeur de la constante  $1/\pi C(v_r)$  dépend de la géométrie considérée (mode II, mode III, 3D, aspérité circulaire, rectangulaire, etc..). [Madariaga et Olsen \(2000\)](#) parlent de nombre adimensionnel  $\kappa$ , qui prend la valeur 0.7 pour une géométrie 3D rectangulaire,  $r_{crit}$  étant la largeur de l'aspérité. Nous avons trouvé et utilisé une valeur de  $\kappa \approx 0.85$  en 3D (excellent accord avec [Day, 1982](#)), pour une géométrie circulaire d'aspérité. En 2D, nous avons utilisé une valeur  $\kappa \approx 0.47$  pour le mode II. Cette valeur a aussi été utilisée pour calibrer la taille de la zone d'initiation en mode III, qui possède toutefois un  $\kappa$  plus faible (voir [Madariaga et Olsen, 2000](#)).

L'initiation de la rupture, dans les modèles utilisés au cours de cette thèse, repose donc sur la définition d'une zone entourant l'hypocentre qui permet au front de rupture de se former et de se propager. La taille minimale de cette zone est toujours choisie comme la plus grande des deux tailles critiques  $r_{crit}$  et  $r_{nucl}$ . Leur dépendance avec les paramètres utilisés pour chaque type de simulation ne permet pas de préciser ici les valeurs utilisées. Celles-ci seront détaillées dans la suite. Néanmoins, notons que l'on peut exprimer le rayon critique en fonction du rayon de la zone de nucléation, de  $S$  et de  $\kappa$  :

$$r_{crit} = r_{nucl} \frac{2\kappa}{\pi} (S + 1)$$

Ce qui indique, le rapport  $2\kappa/\pi$  étant proche de 1/2 dans notre cas 3D, que  $r_{crit}$  est toujours plus grand que  $r_{nucl}$  quand  $S > 1$ . Les valeurs typiques de  $S$  utilisées allant de 1.0 à 1.5, selon que l'on veut observer la transition "supershear" plus ou moins rapidement, il convient de considérer  $r_{crit}$  dans le dimensionnement de la zone d'initiation.

Après ces considérations générales concernant la rupture dynamique en milieu élastique, le chapitre suivant présente notre étude de la rupture lorsque

l'on prend en compte un comportement élasto-plastique du milieu entourant la faille. Nous commençons par les modèles 2D (c'est-à-dire plan et antiplan). Les modèles 3D font l'objet d'un chapitre suivant.



## Chapitre 3

---

Plasticité autour de la zone de  
faille : études 2D

## Sommaire

---

<b>3.1 Pourquoi considérer la non-élasticité du milieu ?</b>	<b>38</b>
<b>3.2 Précédentes études</b>	<b>40</b>
<b>3.3 Méthode de calcul</b>	<b>46</b>
<b>3.4 Résultats des calculs</b>	<b>54</b>
<b>3.5 Discussion et perspectives</b>	<b>82</b>
<b>Résumé</b>	<b>85</b>

---

### 3.1 Pourquoi considérer la non-élasticité du milieu ?

Classiquement, comme nous l’avons présenté dans le chapitre précédent, les modèles numériques en rupture dynamique considèrent que le milieu rocheux se déforme de façon purement élastique. On peut y percevoir deux avantages. Tout d’abord, cela ne nécessite que la résolution des équations de l’élastodynamique, qui sont relativement simples et bien étudiées (voir par exemple [Moczo \*et al.\*, 2007](#) pour une revue récente des méthodes en différences finies et éléments finis). Deuxièmement, on sait que cela suffit largement pour calculer correctement la propagation des ondes sismiques de longue période, qui sont utilisées pour étudier la source.

Cette approximation décrit très bien le comportement mécanique des roches soumises à de faibles déformations mais elle a des limites physiques. L’élasticité des roches, qui relie de façon linéaire et réversible la contrainte appliquée à la déformation du milieu, n’est pas infinie. Lorsqu’ils sont soumis à de fortes déformations, les matériaux rocheux se déforment aussi de façon non linéaire, et non réversible. On parle alors de déformation plastique, et d’endommagement. En phénoménologie de mécanique des roches, la plasticité est l’état transitoire entre comportement élastique et rupture. L’entrée dans le régime plastique est liée au dépassement du seuil de plasticité, ou limite élastique (“critical resolved shear stress”), qui marque l’apparition dans le matériau d’une **déformation irréversible**. La rupture est, dans cette description macroscopique, le stade final de l’endommagement.

On peut noter que la faille en elle-même constitue le lieu d’une déformation plastique irréversible. Celle-ci est consécutive au dépassement d’un seuil de résistance de l’interface, et toute la déformation accumulée sur la faille, c’est-à-dire le glissement, est irréversible. Le milieu l’entourant étant quant à lui, comme nous venons de le dire, purement élastique.

Cet *a priori* de comportement purement élastique du milieu entourant la surface de faille peut poser problème. Par définition, la rupture a lieu lorsque la résistance du matériau est dépassée. Cela implique que le champ de contrainte à proximité de la tête de fracture est très élevé. Dans la théorie analytique de la rupture (Kostrov, 1964), une singularité dans le champ de contraintes apparaît au niveau du front de rupture (figure 2.2). Elle est due au fait que la description mathématique de la fracture peut traiter la discontinuité entre le milieu continu et la fracture. Cette singularité n'est pas acceptable pour la physique, pour la simple raison qu'aucun matériau ne peut supporter une contrainte infinie. L'introduction d'une loi constitutive de friction possédant une échelle de longueur caractéristique, telle que la loi de glissement en affaiblissement (dans la littérature "slip-weakening law"), formalisée dans sa forme actuelle par Ida (1972), après les travaux de Barenblatt (1959), permet, comme nous l'avons décrit précédemment, de supprimer la singularité en tête de rupture, en introduisant une zone de transition entre milieu fracturé et milieu non fracturé (voir figure 2.3). Cependant, elle n'empêche pas les contraintes de varier fortement autour du front de rupture, du fait notamment de la relaxation très rapide de ces contraintes sur le plan de faille. Il est alors raisonnable de penser que l'approximation d'un comportement purement élastique du milieu entourant la faille n'est pas adéquat à proximité de la tête de fissure. A l'endroit qui voit le milieu se rompre, au stade ultime de l'endommagement, le comportement plastique de la roche doit être pris en compte.

Outre une meilleure modélisation du phénomène, la prise en compte de la plasticité possède un autre intérêt. La non-réversibilité contrainte / déformation qui caractérise le régime de déformation plastique a des conséquences énergétiques. La déformation plastique irréversible s'accumulant ainsi dans le milieu correspond à une dissipation d'énergie supplémentaire pour la rupture. La rupture de la faille principale n'est donc plus le seul processus à consommer de l'énergie de fracturation. Dans le bilan énergétique de la rupture, cette énergie dissipée dans le milieu, va s'ajouter à l'énergie dissipée sur le plan de faille et à l'énergie perdue par radiation. Or, c'est l'équilibre entre énergie de fracturation, énergie radiée et flux d'énergie disponible (chute de contrainte) qui contrôle la dynamique : vitesse de rupture, vitesse de glissement, etc. Selon l'importance de l'énergie dépensée dans les processus plastiques à l'extérieur de la faille, on peut s'attendre à plus ou moins d'impacts sur la dynamique de la rupture.

## 3.2 Précédentes études

La prise en compte de la plasticité dans les calculs de rupture dynamique a été peu étudiée jusque là. Ce n'est que très récemment que ce sujet a pris de l'importance au sein de la communauté. Pour rendre compte de l'évolution des connaissances sur le sujet, je procède, dans les lignes qui suivent, à une revue chronologique des travaux précédents.

Andrews, dès 1976, introduit les processus inélastiques dans les calculs de propagation de la rupture. Dans ce travail, il présente un des premiers modèles de glissement en affaiblissement, s'inspirant des travaux précurseurs d'Ida (1972) sur la zone de cohésion. Ce type de modèle est encore largement étudié et utilisé. Il présente ce modèle comme étant une bonne simplification du processus de rupture de faille : il respecte l'évolution macroscopique entre glissement et relaxation des contraintes (projetés sur une surface de faille idéale et unique) en validant les connaissances acquises grâce aux expérimentations mécaniques de laboratoire (Dieterich, 1979; Ohnaka *et al.*, 1987).

Dans le même article, Andrews propose un deuxième modèle, dans lequel l'affaiblissement est fonction de la déformation plastique accumulée. L'entrée en plasticité est possible pour tout le milieu, et non plus uniquement sur le plan de faille. L'idée suivie par Andrews est que le problème de rupture des matériaux est un problème d'endommagement global de la roche et qu'il faut donc prendre en compte la déformation plastique, au moins dans une zone de gouge, pour pouvoir faire l'analogie entre expérimentation en laboratoire et tremblements de terre. Andrews réalise ainsi les premiers calculs de rupture dynamique, en mode 2D anti-plan, prenant en compte la plasticité des matériaux. Il montre alors que la zone endommagée (qui accumule de la déformation plastique) autour de la faille s'épaissit de façon linéaire avec la distance rompue. Il conclut aussi que l'énergie nécessaire pour rompre, l'énergie de fracturation, augmente linéairement avec la distance propagée. Il note, sans s'y attarder beaucoup, que contrairement au cas élastique, la vitesse de dislocation dans le modèle plastique est limitée.

Par la suite, les modélisateurs ont surtout travaillé avec le premier modèle qu'Andrews (1976a,b) avait présenté, le “slip-weakening”. Seul un tout petit nombre d'études se sont intéressées au second modèle qui incluait une propriété plastique du milieu.

Les premiers auteurs à reprendre récemment le principe d'endommagement du milieu présentent des modèles de rupture avec génération de fentes de tension (mode I : voir figure 3.1) autour de la faille. Ce type de modèle part du principe que la fissure en tension s'ouvre avant la fissure en cisaillement. Il s'applique donc bien à une roche intacte qui voit la rupture se propager

sur un plan de faille proche. Andrews quant à lui, à cause de considérations numériques, avait choisi de ne considérer que la déformation plastique en cisaillement dans son calcul, n'incluant pas de plasticité sur les changements de volume. On peut ajouter que la vision d'Andrews, qui ne considère pas l'ouverture de fissures en mode I, mais la fracturation en mode II ou III, est bien adaptée si le milieu est préfracturé. Le glissement sur des plans préexistants sera alors le mécanisme le plus simple pour dissiper l'énergie sous forme plastique. En 2000, Yamashita présente un modèle de rupture 2D, en mode plan, puis Dalguer, en 2003, présente un modèle de rupture 3D spontanée. Les deux auteurs n'utilisent pas la même technique pour discrétiser. Yamashita utilise les différences finies, et calcule une densité de fractures impliquant une modification des paramètres élastiques du milieu. Dalguer utilise un code en éléments finis et peut ainsi modéliser les variations de volumes engendrées par l'ouverture en mode I. Yamashita observe une localisation dissymétrique des fentes de tension de part et d'autre de la faille, et une concentration de ces micro-failles dans une zone de barrière. Il remarque aussi que les mouvements perpendiculaires à la faille subissent une altération par rapport au cas élastique. Enfin, il conclut que la dynamique de la rupture dans ce type de milieu est réduite à cause de la diminution des contraintes en tête de fracture. Dalguer, quant à lui, caractérise la morphologie de l'endommagement par fracturation en mode I autour de la faille : la zone fracturée grandit en fonction de la taille de la rupture sur la faille principale, de façon assymétrique en mode II, et de façon symétrique en mode III (structure en fleur). Il n'a pas étudié l'influence de la formation des micro-fissures sur la dynamique de la rupture principale.

Parallèlement à ces études sur la naissance de fissures lors de la propagation de la rupture sur une faille, des études comme celles de [Poliakov et al. \(2002\)](#), puis [Rice et al. \(2005\)](#), s'intéressent à l'interaction avec des failles secondaires. Ces études mettent en évidence que la rupture de failles secondaires, au sens de Mohr-Coulomb, présentes dans le milieu entourant la faille, est à envisager dans la plupart des conditions d'orientation du champ de contrainte, et pour une grande variation d'orientations de ces failles secondaires. Ces résultats sont valables en mode II et en mode III. Les auteurs concluent que la part d'énergie potentiellement dissipée sur ces failles secondaires pourrait avoir des conséquences importantes sur la dynamique de la rupture.

Andrews décide en 2004 de reprendre son étude où il l'avait laissée 30 ans plus tôt. Il présente un calcul de rupture 2D en mode plan et anti-plan avec une limite maximale prescrite pour la vitesse de dislocation. Sa loi de friction est fonction du temps et non plus du glissement. Cela lui permet d'obtenir un glissement critique  $d_c$  qui n'est plus fixe, et qui varie en fonction de la



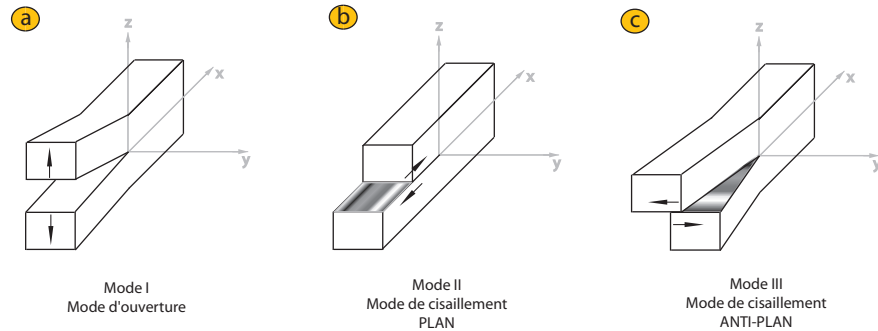


FIG. 3.1 ► Les différents modes de fractures. La fracture, fissure, ou faille se propage dans la direction de  $x > 0$ . Le front de rupture se trouve en  $x=0$ .

a) Mode d'ouverture : la fracturation crée un espace entre les deux lèvres de la faille. Ce mode de rupture est symptomatique des roches qui subissent une forte déformation. Les fentes de tension, dont les espaces ainsi ouverts se remplissent de fluides, qui cristallisent par la suite (veines de calcite, de quartz), en sont les principales et très courantes manifestations.

b) Mode de cisaillement plan (ou P-SV) : il apparaît lorsque le déplacement relatif des deux lèvres de la faille est colinéaire à sa direction de propagation. Ce mode est symptomatique des failles en décrochement ou "strike-slip".

c) Mode de cisaillement anti-plan (ou SH) : le déplacement des deux lèvres de la faille se fait perpendiculairement à sa direction de propagation. C'est le mode du déchirement de la feuille de papier. Ce mode symbolise le mode de rupture des failles normales et inverses (extension & subduction).

Notons, pour conclure, que lorsque la rupture se produit sur une grande faille, générant un grand tremblement de terre, celle-ci se propage dans toutes les directions à la fois depuis son point de nucléation vers sa bordure finale. On parle alors de rupture 3D. Il n'est donc pas adéquat de parler de mode II ou III, sauf dans des directions particulières où le glissement est respectivement parallèle ou perpendiculaire à la direction de propagation de la rupture. La rupture 3D est caractérisée par une combinaison des deux modes sur la plus grande partie du front de rupture.

distance de propagation  $L$ . Dans le modèle d'affaiblissement en temps seul,  $d_c$  augmente comme  $\sqrt{L}$ . Le fait de limiter la vitesse de glissement maximale, dans un tel modèle, induit une dépendance linéaire de  $d_c$  avec la distance de propagation. En outre, certaines composantes du tenseur des contraintes se

trouvent limitées par la saturation imposée de la vitesse de dislocation. Ce travail lui permet d'aboutir, en 2005, sur de nouveaux résultats concernant l'endommagement. Il applique l'idée de 1976, étudiée sur une rupture 2D en mode III, à une rupture 2D en mode II. Comme dans son travail précédent (2004), il utilise une loi de friction en affaiblissement en fonction du temps. Il laisse de côté l'affaiblissement plastique dans le milieu (1976), et conserve juste l'idée du seuil de plasticité, qui définit l'entrée en déformation plastique. Il calcule ensuite simplement la quantité de déformation plastique absorbée par le milieu, sans prise en compte d'un affaiblissement ou d'un durcissement. Comme l'avait noté Dalgner, il observe l'asymétrie par rapport à la faille de la localisation de la déformation plastique, qui se situe dans la zone où la contrainte de confinement de la roche diminue (la chute de la pression moyenne de confinement favorise la déstabilisation des micro-fractures). Comme en 1976, pour le mode III, il constate l'apparition d'une limite à la vitesse de dislocation, et interprète cette limite comme une conséquence de l'augmentation linéaire de l'énergie de fracturation avec la distance de propagation. La même année, [Ben-Zion et Shi \(2005\)](#) étudient un cas 2D, en mode II, d'endommagement du milieu par la même méthode de limitation de la contrainte déviatorique maximale. La nouveauté de leur travail est une étude à deux matériaux de part et d'autre du plan de faille. La particularité de ce genre de modèle est d'utiliser une loi de friction plus compliquée qu'une simple loi en "slip-weakening" : la vitesse de glissement et la quantité de glissement sont utilisées pour calculer l'évolution de la contrainte. Ces résultats sont un peu différents des résultats d'Andrews : la bande d'endommagement possède une épaisseur qui est fonction de la vitesse de glissement sur la faille, et non plus de la distance propagée. L'énergie plastique dissipée peut provoquer l'arrêt de la rupture dans des conditions extrêmes, correspondant à des roches proches de la surface (faible pression, et faible cohésion).

Parallèlement, la communauté des tectoniciens présente également l'endommagement comme un phénomène fondamental à prendre en compte. [Manighetti et al. \(2004\)](#) expliquent l'observation de profils de glissement cumulé de forme triangulaire par l'introduction de déformation inélastique du milieu à l'extérieur de la faille. Ce point de vue, quoique purement statique, donne toutefois un rôle prépondérant au comportement mécanique de la zone entourant le plan de faille principal.

Les géologues connaissent depuis longtemps la structure d'endommagement qui caractérise les accidents tectoniques (voir par exemple : figure 3.2). La communauté des numériciens, proposant désormais des arguments macroscopiques identifiables géologiquement, comme l'asymétrie des bandes d'endommagement de part et d'autre de la faille, ouvre de nouveaux champs de comparaison. Ainsi, [Dor et al. \(2006b,a\)](#) ont cartographié des zones en-

dommagées autour de failles à l’affleurement, en Californie. Il constatent une asymétrie sur la répartition de ces zones de part et d’autre de la faille, preuve de la direction préférentielle de propagation de la rupture sur la faille. Pour ces auteurs, la présence de ces structures d’endommagement dans le bloc de faille possédant les vitesses sismiques les plus rapides prouve aussi la pertinence des modèles numériques de rupture bimatériaux. En effet, ceux-ci montrent l’apparition du pulse en « pli de tapis » qui se propage quasi obligatoirement dans la direction du glissement sur le bloc qui possèdent la vitesse sismique la plus lente, ce qui a pour conséquence de créer l’endommagement dans le bloc avec les vitesses sismiques les plus rapides. Cela peut aussi s’expliquer sans incriminer le pulse unidirectionnel, mais en préservant les zones d’initiation et d’arrêt. Aux conférences d’automne de l’AGU en 2006, de nombreux auteurs ont présenté des travaux sur l’endommagement. [Chester et Chester \(2006\)](#) ont montré par des observations sur la région de la faille de San Andreas que l’endommagement existe sous diverses formes (gouge, fracturation secondaire, à diverses échelles). Pour les auteurs, il convient de préciser à quel moment du cycle sismique chaque type d’endommagement se produit pour comprendre les éventuelles implications énergétiques sur la dynamique, l’intersismique, *etc.* [Biegel et al. \(2008\)](#) présentent un point de vue expérimental. Le milieu contenant la faille principal est pré-endommagé par de multiples fractures. Quand l’épaisseur plastique augmente (épaisseur prescrite), la vitesse de rupture diminue. Ce résultat est difficilement comparable avec ceux des modèles numériques car personne n’a modélisé de zone d’endommagement d’épaisseur fixe. Toutefois, ils observent que le phénomène possède une longueur caractéristique maximale autour de la faille. Ainsi, l’augmentation de l’épaisseur de la zone endommagée, au delà d’une certaine valeur, ne change pas le comportement de la rupture. Ils estiment que le mécanisme qui réduit la vitesse de rupture sur la faille est lié principalement à la rupture sur les fractures secondaires préexistantes, car ils n’observent pas de nouvelles ruptures. [Li et al. \(2006\)](#) montrent l’évolution d’une zone à moindre vitesse autour de la faille du segment de Parkfield, dont ils attribuent la présence à un effet d’endommagement lors du tremblement de terre de 2004. Son épaisseur est de 100-200m, et on la retrouve jusqu’à 7km de profondeur. Cette zone montre ce qu’ils interprètent comme de la restauration (ou “healing”) : la vitesse de propagation des ondes dans le milieu augmente progressivement depuis le tremblement de terre. [Templeton et Rice \(2006\)](#) présentent une nouvelle étude numérique de la plasticité. Ils montrent l’influence de la géométrie de la faille par rapport à l’orientation du tenseur des contraintes sur la localisation de l’endommagement de part et d’autre de la faille. Si l’angle est petit ( $< 30^\circ$ ) entre la direction d’application principale des contraintes  $\sigma_1$  et la faille, on plastifie dans le bord compressif, sinon on

plastifie le côté en extension. Ils montrent que la taille de la zone plastifiée change en fonction de  $S$ , le paramètre de la loi de friction qui caractérise le bilan énergétique de la rupture.

$$S = \frac{\tau_s - \tau_0}{\tau_0 - \tau_d},$$

où  $\tau_0$  est la contrainte cisailante initiale,  $\tau_s$  est la résistance au frottement statique et  $\tau_d$  est la résistance au frottement dynamique.  $S$  est indépendant de la contrainte normale s'exerçant sur la faille. Quand  $S$  est grand, la rupture est plus stable car elle consomme plus d'énergie pour se propager. Néanmoins, à énergie de fracturation constante sur la faille principale, un fort  $S$  signifie que l'on se situe plus loin du critère de plasticité. En tout état de cause, l'épaisseur de la zone plastifiée diminue quand  $S$  augmente. Les auteurs présentent aussi des études bi-matériaux : en combinant bi-matériau et plasticité, les critères d'apparition d'une direction préférentielle de propagation sont remis en cause, de même que l'arrêt de la propagation dans une direction, etc. Ils montrent ainsi qu'il convient d'être prudent avec les résultats symptomatiques des modèles bi-matériaux, car au delà d'un certain degré de complexité, ceux-ci disparaissent.

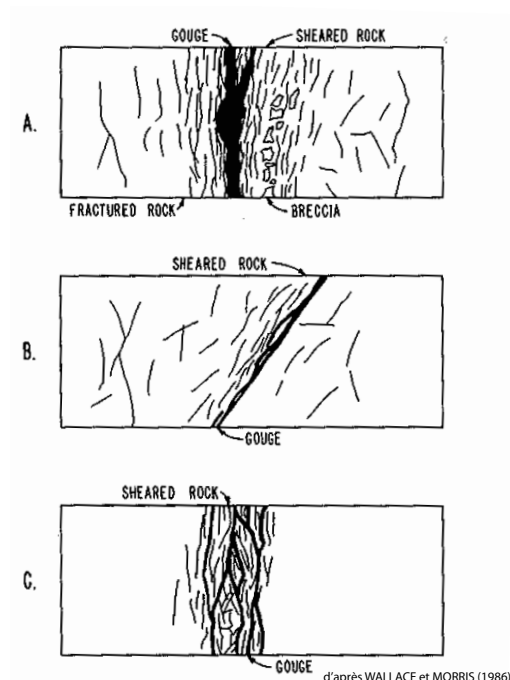


Figure 1  
Chester et al.  
2004

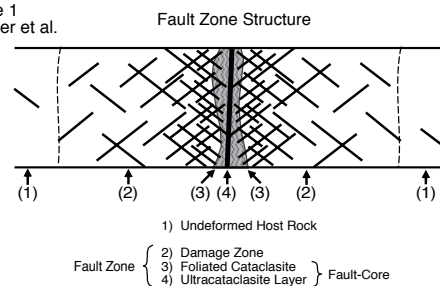


FIG. 3.2 ► Structures de zones de failles relevées sur le terrain. On peut voir que la zone d'endommagement peut exister de part et d'autre de la faille (Chester *et al.*, 1993, 2004 et Wallace et Morris, 1986, A) mais aussi d'un seul côté (Wallace et Morris, 1986, B). Cette zone endommagée contient des fractures et des failles secondaires susceptibles de rejouer et d'accumuler de la déformation lors de la rupture de la faille principale (emplacement de la gouge).

### 3.3 Méthode de calcul

En minéralogie, l'apparition de déformations irréversibles correspond à des mouvements de dislocations au sein du cristal. Ces mouvements, qui n'impliquent aucun changement de volume, provoquent des décalages dans le cristal (Nicolas et Poirier, 1976, chap.2, p.36). L'analogie avec la rupture des failles est parfaite. Ainsi, on peut concevoir que l'endommagement plastique du milieu correspond à la rupture de micro-failles. Il est important de noter que le seuil de plasticité d'un cristal dépend de sa structure interne. Un cristal présentant de nombreuses dislocations, très endommagé, sera très facilement plastifiable, car son seuil de plasticité sera bas. Néanmoins, le régime de plasticité peut être très différent selon l'évolution du système. On connaît des régimes en durcissement, dans lesquels la contrainte nécessaire pour continuer à déformer augmente avec la déformation plastique accumulée dans le milieu. On peut avoir l'inverse, un régime en affaiblissement, qui voit le matériau se déformer de plus en plus facilement, et enfin on peut obtenir un état d'équilibre, un fluage à contrainte constante du matériau.

Par analogie, nous allons considérer que la plasticité du milieu est imputable à la rupture de micro-failles contenues dans le milieu entourant la faille principale. Cette vision est héritée de la description structurale des géologues, tels Chester *et al.* (1993); Wallace et Morris (1986), qui décrivent une densité importante de fractures et failles secondaires dans l'environnement proche d'une faille sismogène (voir figure 3.2).

Cette approche correspond à celle utilisée par Andrews (2005). Toutefois, ce dernier utilise une loi de friction dans laquelle l'affaiblissement est fonction du temps ("time-weakening"), alors que nous allons considérer un affaiblissement en glissement sur la faille ("slip-weakening"). L'originalité de notre travail est d'avoir réussi à coupler cette implémentation de la plasticité dans le milieu entourant la faille avec un code de rupture dynamique très différent de ceux utilisés par les auteurs précédents, et notamment capable de traiter le problème de la rupture dynamique 3D. Le problème 3D est beaucoup plus proche de la réalité qu'un problème 2D, qui ne s'applique aux séismes que dans l'approximation de ruptures simples, et ne peut en aucun cas s'étendre aux études de séismes visant à reproduire les complexités existant sur les failles. Maîtriser les implications de la plasticité sur un modèle de rupture 3D est fondamental dans cette optique.

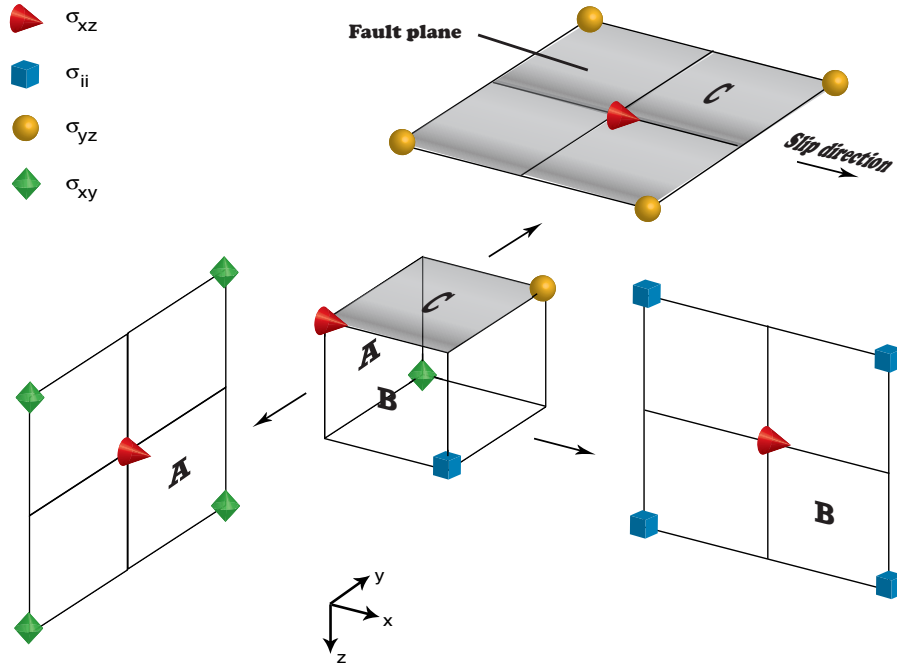


FIG. 3.3 ► Représentation schématique de la grille décalée et localisation de toutes les composantes du tenseur des contraintes. Au centre, le cube possède une arête de la taille d'un demi pas d'espace. La distance séparant deux mêmes symboles le long d'une ligne est égale au pas d'espace. On a représenté par différents symboles et couleurs les différentes composantes du tenseur des contraintes. Notons qu'au point de calcul de  $\sigma_{ii}$ , on calcule les trois composantes diagonales du tenseur. Toutes les composantes du tenseur des contraintes ne sont donc pas calculées au même endroit. Pour le calcul de plasticité, on a besoin d'évaluer, en chaque point où l'on connaît déjà l'une des composantes du tenseur, la valeur des autres composantes par interpolation des valeurs les plus proches dans la grille. L'exemple présenté ici montre les interpolations nécessaires au point de calcul de  $\sigma_{xz}$ . On montre, pour chaque autre composante, le plan de la grille où se situent les plus proches voisins, dont on moyenne les 4 valeurs pour obtenir la valeur inconnue au centre. Les trois faces A, B et C du cube de référence permettent de situer l'emplacement des plans de calcul des moyennes par rapport au cube. On a représenté la localisation du plan de faille dans la géométrie à titre indicatif, car le moyennage est réalisé pour tous les points du modèle portant une valeur du tenseur des contraintes.

### 3.3.1 Surface de plasticité et état de contrainte du milieu

L'entrée en plasticité dépend du dépassement du seuil de plasticité, ou limite élastique. La valeur de ce seuil est choisie pour être une fonction linéaire de la pression de confinement. En pratique, la surface de plasticité est un critère de Mohr-Coulomb. En chaque point, la valeur du critère de plasticité est évaluée d'après la valeur de la pression. Il faut ensuite comparer cette valeur seuil, qui définit la limite élastique du matériau, à la valeur maximale de la contrainte de cisaillement effectivement atteinte dans le milieu.

**Particularités dues à la grille décalée.** La grille est décalée pour chaque variable, comme discuté dans la section d'introduction. On trouve ainsi dans chaque maille cubique de côté  $\Delta x$ , les différentes variables localisées en différents endroits, décalés de  $\frac{\Delta x}{2}$ . La figure 3.3 explicite la configuration de la grille pour les composantes du tenseur des contraintes de localisation (i, j, k). A chaque intersection représentée par un symbole, on calcule une ou plusieurs des composantes du tenseur des contraintes. On ne trouve donc jamais en un même lieu les 6 composantes du tenseur, pourtant nécessaires au calcul du critère de plasticité. Pour réaliser ce calcul, les 6 composantes attribuées à un point d'indices (i, j, k) étant disposées sur 4 points de calculs distincts, nous avons choisi de réévaluer en chacun de ces 4 points les composantes manquantes en moyennant spatialement leurs valeurs. Par exemple, au point de calcul de  $\sigma_{xz}(i, j, k)$ , nous obtenons une valeur pour  $\sigma_{yz}$  (non disponible directement dans la grille) en moyennant  $\sigma_{yz}(i, j, k)$ ,  $\sigma_{yz}(i - 1, j, k)$ ,  $\sigma_{yz}(i, j - 1, k)$  et  $\sigma_{yz}(i - 1, j - 1, k)$ . Cette méthode est très rigoureuse, mais coûteuse en temps de calcul, car nous calculons 4 fois le critère par maille de la grille. Elle permet de reconstituer en chaque point de calcul d'une composante l'intégralité du tenseur des contraintes. Notons enfin que la précision de l'interpolation spatiale est différente de celle du calcul élastique. En effet, les interpolations se font à plus courte distance ( $\Delta x\sqrt{2}$ ), le long des directions diagonales de la grille, mais à l'ordre 2 seulement, contre un ordre 4 pour les différences finies.

**Calcul du cisaillement maximal engendré par l'état de contrainte du milieu.** La première étape consiste à calculer la contrainte cisailante maximale agissant dans le milieu. Par définition, celle-ci est la différence entre les deux valeurs propres extrêmes du tenseur des contraintes déviatorique  $\mathbf{s}$ . Le tenseur déviatorique représente la déformation cisailante, sans changement de volume (dilatations ou contractions) du tenseur des contraintes. On l'obtient en soustrayant la partie sphérique du tenseur à lui-même. La partie

sphérique contient uniquement les changements de volume associés au tenseur. C'est un tenseur diagonal, où tous les termes diagonaux sont identiques et égaux à la valeur moyenne des termes diagonaux du tenseur des contraintes  $\sigma$ , soit la pression  $\mathbf{P}$ . On obtient donc  $\tau_{max}$  après quelques manipulations algébriques du tenseur des contraintes, et notamment une diagonalisation :

$$\text{Tenseur des contraintes : } \boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\text{Pression : } \mathbf{P} = tr(\sigma)/3 = \frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})$$

$$\text{Tenseur déviatorique : } \mathbf{s} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} - \mathbf{P} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} - \mathbf{P} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} - \mathbf{P} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{s}' = \begin{pmatrix} \sigma_I & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{II} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{III} \end{pmatrix}$$

$$\text{Contrainte cisailante maximale : } \tau_{max} = (\sigma_I - \sigma_{III})/2$$

La diagonalisation du tenseur déviatorique permet d'obtenir les deux valeurs propres extrêmes du tenseur, et la contrainte cisailante maximale s'exerçant sur une facette orientée à 45° de la direction d'application de la contrainte principale (dans le plan de la contrainte minimale).

**Calcul du seuil de plasticité.** Il faut ensuite évaluer la valeur du seuil pour le point de calcul considéré. Comme expliqué précédemment, la surface de plasticité dépend de deux paramètres, définis *a priori* et identiques pour tout le volume du modèle, la cohésion  $c$  et l'angle de frottement  $\phi$ , et d'une variable, réévaluée en chaque point, la pression de confinement  $\mathbf{P}$ . Dans l'espace des contraintes, celle-ci définit une droite (voir figure 3.4.a). Le seuil de plasticité dépend de la surface de plasticité, et des contraintes s'appliquant dans le milieu. Dans l'espace des contraintes, les valeurs précédemment calculées de  $\sigma_I$  et de  $\sigma_{III}$ , ajoutées à la pression  $\mathbf{P}$ , définissent un demi-cercle de Mohr. Celui-ci représente l'intégralité des valeurs de cisaillement s'appliquant sur les micro-failles d'orientations variables comprises entre les directions d'application de  $\sigma_I$  et de  $\sigma_{III}$  (vecteurs propres). L'entrée en plasticité est consécutive à la rupture de l'une de ces micro-failles. La première micro-faille lâchera quand son point représentatif sur le diagramme de Mohr se



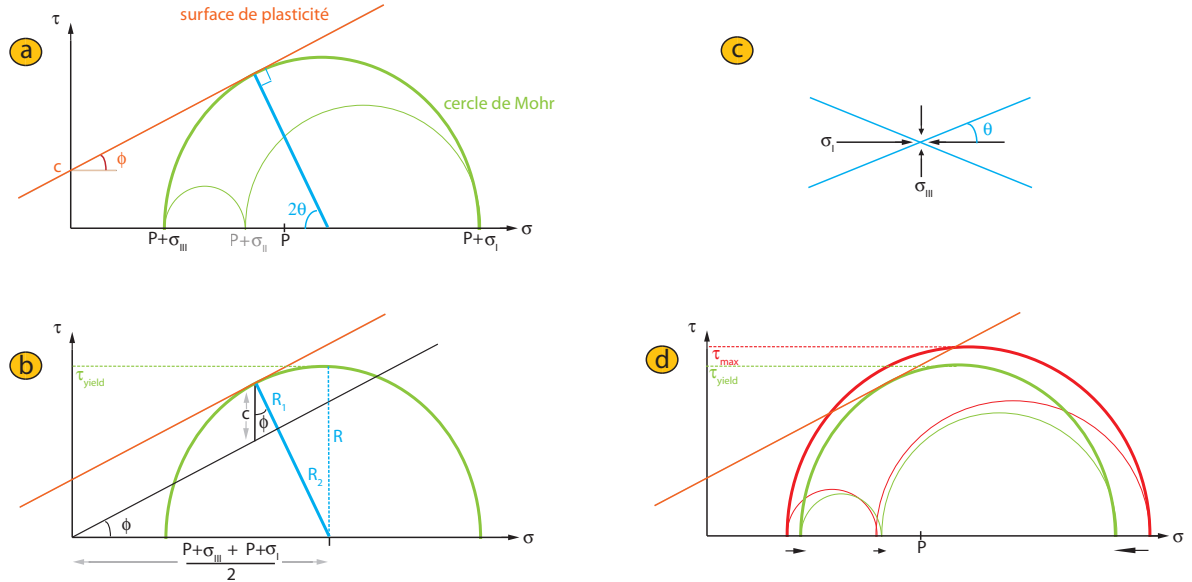


FIG. 3.4 ► Principe de la surface de plasticité et de la renormalisation des contraintes.

a) Cercle de Mohr et surface de plasticité. La surface de plasticité est définie par les valeurs de  $c$  et de  $\phi$ . Le cercle de Mohr est lui défini par les valeurs de  $P$  et celles de  $\sigma_I$  et  $\sigma_{III}$ , les deux valeurs propres extrêmes du tenseur des contraintes déviatoriques. L'angle  $\theta$  définit l'angle du plan le plus favorablement orienté pour rompre (voir c).  $2\theta = \pi/2 - \phi$ .

b) Schéma de calcul de  $\tau_{yield}$ , valeur maximale de la contrainte cisailante. Elle est définie pour une surface de plasticité donnée et une position donnée du centre du cercle de Mohr.  $\tau_{yield}$  est égal à  $R$ , que l'on peut décomposer en  $R_1$  et  $R_2$ .

c) Orientation relative du plan de rupture (en bleu) et du tenseur des contraintes.

d) Renormalisation des contraintes (cercle vert) si le critère de plasticité est dépassé (cercle rouge). On choisit d'appliquer un même facteur de réduction à toutes les valeurs du tenseur déviatorique, égal à  $\tau_{yield}/\tau_{max}$ . Cette renormalisation conduit à une conservation de la pression mais modifie pour cela la valeur de  $\sigma_{II}$ , qui n'intervient pourtant pas dans le calcul. D'autre part, ce choix implique que lorsque  $P$  et le centre du cercle de Mohr ne sont pas confondus ( $\sigma_{II} \neq P$ ), la renormalisation va modifier la position du centre du cercle de Mohr, pour le rapprocher de  $P$ . Cette modification est sans conséquences (changement de  $\tau_{yield}$  négligeable) si on respecte deux conditions : faible renormalisation ( $\tau_{yield}/\tau_{max}$  proche de 1) ou  $\sigma_{II}$  proche de 0. Il faut noter que dans les cas 2D, ce problème de convergence n'existe pas : la solution de renormalisation est exacte, car  $\sigma_{II}$  est toujours nul. L'approximation de renormalisation de tout le tenseur déviatorique par un seul et même facteur (par ailleurs difficilement remplaçable par une autre méthode) ne peut donc poser problème qu'en 3D, sous certaines conditions.

trouvera sur la droite représentant la surface de plasticité. Dans cette situation, le cercle de Mohr se trouve tangent à la droite. Le point de tangence définit l'orientation de la micro-faille qui rompt, par rapport à l'orientation du champ de contraintes, et définit une valeur limite du cisaillement et de la contrainte normale qui s'appliquent sur la facette qui lâche. Ces deux valeurs sont différentes et plus faibles que la valeur maximale de cisaillement et la valeur de la contrainte normale s'appliquant alors sur une interface orientée à  $45^\circ$  de  $\sigma_I$ . Le point de tangence est totalement défini si l'on connaît  $\phi$ ,  $\mathbf{c}$ ,  $\mathbf{P}$ ,  $\sigma_I$  et  $\sigma_{III}$  (cf figure 3.4.b) :

$$\tau_{yield} = \mathbf{c} \cos \phi + \frac{(\mathbf{P} + \sigma_I) + (\mathbf{P} + \sigma_{III})}{2} \sin \phi$$

**Régularisation de l'état de contrainte - déformation plastique.** On compare la valeur maximale du cisaillement sur une interface au seuil de plasticité précédemment calculé. Si le cisaillement maximum est inférieur au seuil, on reste dans le domaine élastique, et l'état de contrainte reste inchangé. Si le cisaillement maximum dépasse le seuil, on entre alors dans le domaine plastique, et on régularise le tenseur des contraintes. En effet, le critère de Mohr-Coulomb définit la limite d'élasticité du matériau, et celui-ci ne peut propager des contraintes qui violeraient ce critère. Il faut donc d'une part, quantifier l'excédent dissipé en plasticité, mais veiller à bien retirer du milieu cette énergie qui ne doit plus se propager à partir du moment où elle a été consommée. La régularisation suit la procédure suivante : on calcule le rapport entre  $\tau_{yield}$ , le seuil de plasticité, et  $\tau_{max}$ , la contrainte cisailante maximale. Si on est entré dans le domaine plastique, on aura  $\tau_{yield}/\tau_{max} < 1$ . On multiplie alors toutes les composantes du tenseur des contraintes déviatoriques par ce rapport (équivalent à multiplier toutes les valeurs propres par ce même rapport). On réduit les valeurs absolues des valeurs propres d'un même facteur, contractant ainsi le cercle de Mohr sur lui même d'une quantité suffisante pour qu'il passe sous la surface de plasticité (voir figure 3.4.c). Cette méthode est utilisée en 2D et en 3D. En 2D, elle est exacte. En 3D, c'est une approximation qui a pour limite une faible renormalisation ( $\tau_{yield}/\tau_{max} \approx 1$ ) ou  $\sigma_{II} \approx 0$ . Si cela n'est pas le cas, la renormalisation produit un tenseur des contraintes dont le cercle de Mohr n'est plus tangent à la surface de plasticité. La figure 3.4.d peut aider à comprendre ce phénomène. Le cercle obtenu par renormalisation est soit trop bas (cas  $\sigma_{II} > 0$ ) ou soit toujours en domaine plastique (cas  $\sigma_{II} < 0$ ). Aucune vérification systématique de ces conditions n'a été réalisée, l'échantillonnage en espace et en temps du problème étant supposé suffisant pour éviter les trop grandes variations de contraintes. Dans les simulations 2D, l'amplitude de la correction ne dépasse jamais les 2.5%,

sur des valeurs de contraintes (déviatoriques) de l'ordre de la vingtaine de MPa.

On calcule un nouveau tenseur déviatorique :

$$s_{ij}^n = \frac{\tau_{yield}}{\tau_{max}} s_{ij}^{n-1}$$

Pour obtenir le nouveau tenseur des contraintes  $\sigma$ , il suffira de rajouter  $\mathbf{P}$  aux valeurs diagonales de  $s$ .

Il convient ensuite d'estimer la quantité d'énergie dissipée dans les processus de déformation inélastique. Pour chaque incrément temporel, en chaque point où on sort du domaine élastique, on peut calculer :

$$\delta E_{plasticité}^n = \sum_{ij} \sigma_{ij}^n \epsilon_{ij}^{pl} \quad (J.m^{-3})$$

où  $\sigma_{ij}^n$  est le tenseur des contraintes obtenu après calcul plastique et  $\epsilon_{ij}^{pl}$  est le tenseur des déformations plastiques, calculé comme suit (loi de Hooke) :

$$\epsilon_{ij}^{pl} = \frac{1+\nu}{E} \Delta \sigma_{ij}^{pl} - \underbrace{\frac{\nu}{E} \Delta \sigma_{kk}^{pl} \delta_{ij}}_{=0}$$

Dans cette équation,

►  $\Delta \sigma_{ij}^{pl}$  est le tenseur différence entre tenseur des contraintes avant calcul plastique et tenseur des contraintes renormalisé en cas de dépassement du seuil de plasticité.

►  $\Delta \sigma_{kk}^{pl}$  est la différence entre les traces du tenseur des contraintes avant et après calcul plastique. Dans notre cas, le calcul de renormalisation des contraintes s'effectuant uniquement sur le tenseur déviatorique, la trace reste constante et ce terme représentant les déformations impliquant un changement de volume est nul.

Le module d'Young  $E$  et le coefficient de poisson  $\nu$  peuvent être exprimés en fonction du module de cisaillement  $\mu$  ( $\mu = \rho V_S^2$ ). on obtient alors :

$$\epsilon_{ij}^{pl} = \frac{1}{2\mu} \Delta \sigma_{ij}^{pl}$$

Cette formulation est similaire à celle utilisée par [Andrews \(2005\)](#).

En utilisant le fait que :

$$\begin{aligned}
 \Delta\sigma_{ij}^{pl} &= \sigma_{ij}^{n-1} - \sigma_{ij}^n \\
 &= s_{ij}^{n-1} - s_{ij}^n \\
 &= \frac{\tau_{max}}{\tau_{yield}} s_{ij}^n - s_{ij}^n \\
 &= \left( \frac{\tau_{max}}{\tau_{yield}} - 1 \right) s_{ij}^n
 \end{aligned}$$

On peut calculer l'incrément d'énergie plastique  $\delta E_{plasticité}^n$  pour chaque point où le critère de plasticité est dépassé tel que :

$$\begin{aligned}
 \delta E_{plasticité}^n &= \frac{\tau_{max} - \tau_{yield}}{2\mu\tau_{yield}} \sum_{ij} \sigma_{ij}^n s_{ij}^n \\
 &= \frac{\tau_{max} - \tau_{yield}}{2\mu\tau_{yield}} (\sigma_{xx}^n s_{xx}^n + \sigma_{yy}^n s_{yy}^n + \sigma_{zz}^n s_{zz}^n + 2(\sigma_{yz}^n)^2 + 2(\sigma_{xz}^n)^2 + 2(\sigma_{xy}^n)^2)
 \end{aligned}$$

La quantité d'énergie totale dissipée de façon plastique au point de la grille considéré est finalement calculée en additionnant l'incrément d'énergie à la quantité déjà dissipée précédemment :

$$E_{plasticité}^n = E_{plasticité}^{n-1} + \delta E_{plasticité}^n$$

L'énergie de plasticité cumulée est utilisée comme indicateur de l'intensité de la déformation plastique accumulée. Cela permet de quantifier l'importance de la saturation plastique et de localiser les endroits où le phénomène se produit.

### 3.4 Résultats des calculs

Afin de valider notre formulation de la plasticité, en 2D nous avons utilisé les mêmes paramètres que l'étude en mode plan d'[Andrews \(2005\)](#). Ceux-ci sont résumés dans le tableau 3.1.

<i>Paramètre du modèle</i>	<i>Cette étude</i>	<i>Andrews, 2005</i>
<b>Schéma numérique</b>		
Pas d'espace $\Delta x$	2 m	
Pas de temps $\Delta t$	0,0792 ms ( $\Delta t_{\text{and}}/4$ )	0,3167 ms
Distance de propagation maxi $L_{\text{max}}$	6 km	2 km
<b>Loi de friction</b>		
Distance critique d'affaiblissement $d_c$	0,035 m	
Contrainte normale sur la faille $\sigma_n$	50 MPa	
Contrainte initiale $\tau_0$	10 MPa	
Seuil de friction dynamique $\tau_d$	0 MPa	
Seuil de friction statique $\tau_s$	25 MPa	
<b>Surface de plasticité</b>		
Cohésion $c$	0 MPa	
Angle de frottement interne $\phi$	$\tan\phi = 0,75$	

TAB. 3.1 ► paramétrisation des modèles 2D plastiques et élastiques.

#### 3.4.1 Caractéristiques spatio-temporelles de la plasticité

**Rentrée en plasticité.** Qu'est-ce qui déclenche la saturation élastique et l'entrée dans le domaine plastique? Intuitivement, on s'attend à ce qu'une augmentation des contraintes cisailantes, par analogie avec ce qui déclenche la rupture de la faille, soit à l'origine de la rentrée en domaine plastique. Le phénomène est en réalité plus complexe. Il faut préciser que, pour une raison de cohérence, nous avons choisi comme *a priori* de placer la limite élastique du milieu au dessus du seuil de rupture de la faille, puisque dans les modèles, le plan de faille reste toujours le plan préférentiel de rupture du milieu. Ainsi, l'augmentation des contraintes en tête de fracture donne toujours lieu au déclenchement de la rupture, engendrant la relaxation des contraintes sur la faille, avant une éventuelle entrée en plasticité. Si l'on établit une chronologie relative des phénomènes, on montre que l'apparition de la saturation plastique (voir figure 3.5) se situe entre le moment où la faille commence à

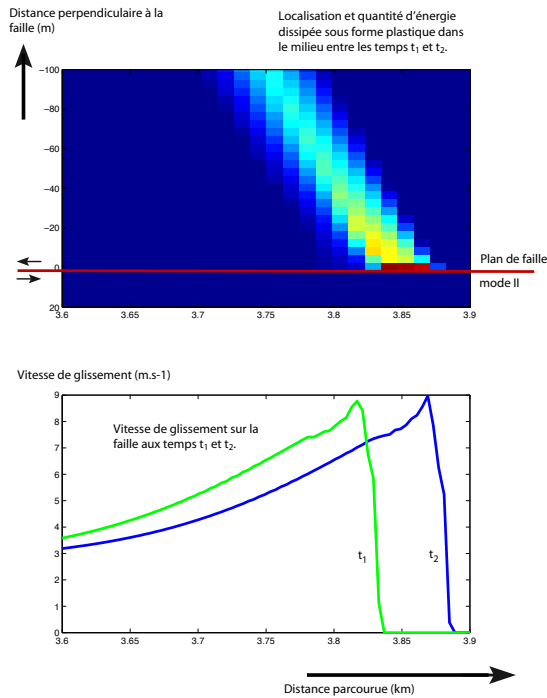


FIG. 3.5 ► La saturation plastique est synchrone de la relaxation des contraintes sur la faille. En haut, on voit la quantité et la localisation de la saturation plastique qui a eut lieu entre  $t_1$  et  $t_2$ . En considérant uniquement le temps  $t_2$ , on remarque qu'aucun point en avant du front de rupture (vitesse de glissement nulle) ne montre de saturation plastique. De plus, on peut remarquer qu'aucune saturation n'a lieu en arrière du point où la vitesse était maximale au temps  $t_1$ . Or ce point détermine l'endroit où la contrainte atteint sa valeur dynamique. On peut donc conclure que la plasticité en bordure de faille est un phénomène concomitant de la chute de contrainte.

glisser, et celui où elle atteint son niveau de friction dynamique et sa vitesse de glissement maximale. La plasticité est synchrone de la chute de contrainte.

Il convient cependant de distinguer les deux modes. Dans un travail préliminaire à celui concernant la plasticité, [Andrews \(2004\)](#) montre très clairement que dans chacun des deux modes, la vitesse de glissement sur la faille est intimement liée à l'évolution d'une composante particulière du tenseur des contraintes. Pour le mode II, la vitesse de glissement est corrélée à la variation de  $\sigma_{xx}$  (contrainte normale colinéaire à la faille). Pour le mode III, la vitesse de glissement est corrélée à la variation de  $\sigma_{xy}$  (contrainte cisailante : x direction de glissement, y direction de propagation). Cette dépendance entre contrainte et vitesse est la raison pour laquelle l'introduction de plasticité, qui provoque une limitation des contraintes, provoque une limitation de la vitesse de glissement (voir paragraphe suivant sur l'influence sur la vitesse de glissement). Toutefois, la composante du tenseur des contraintes incriminée dans chacun des deux modes est différente. La figure 3.6 montre la différence entre les deux modes. En mode II, le glissement sur la faille induit une forte variation de  $\sigma_{xx}$  de part et d'autre de la faille. Cette forte variation (baisse et augmentation de la contrainte selon le côté de la faille) va déclencher le franchissement du critère de plasticité du côté de la faille où la contrainte

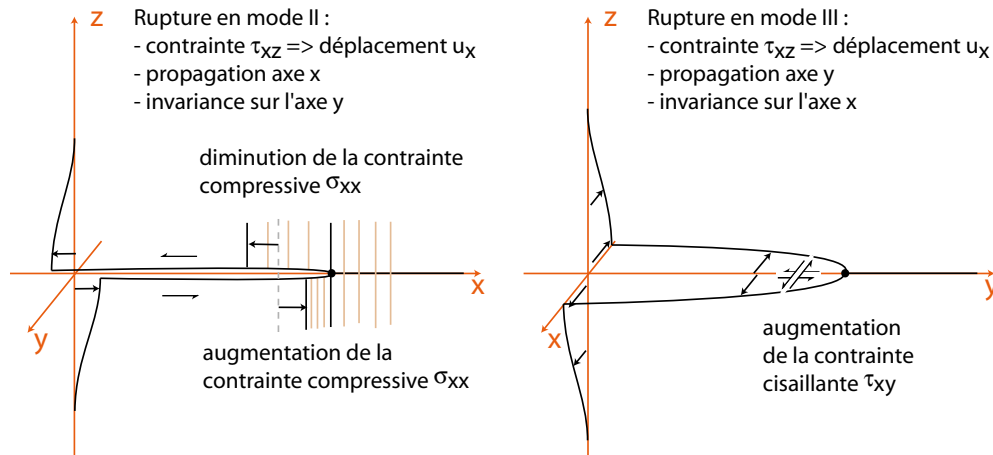


FIG. 3.6 ► Schéma des déformations à proximité immédiate de la tête de rupture en mode II (à gauche) et en mode III (à droite). D'un point de vue statique, la déformation intense par rapport au point localisant le front de rupture (référence fixe), entraîne, en mode plan, une modification de la composante diagonale du tenseur  $\sigma_{xx}$ , parallèle à la direction de propagation et de glissement. Un côté de la faille se dilate, tandis que l'autre se comprime. En mode anti-plan (à droite), la composante modifiée est une contrainte cisailante :  $\tau_{xy}$ . Celle-ci augmente de façon symétrique par rapport à la faille.

normale moyenne baisse, à cause de la dépendance croissante du seuil de plasticité avec la contrainte normale. Dans le cas du mode III, il n'y a pas de variation de contrainte normale associée au déplacement sur la faille. Dans ce cas, c'est  $\sigma_{xy}$  qui augmente. L'augmentation en valeur absolue de cette contrainte cisailante fait augmenter  $\tau_{max}$ , et ce de façon symétrique de part et d'autre de la faille.

**Géométrie** La zone où les contraintes saturent s'étend de part et d'autre de la faille. En mode II, [Andrews \(2005\)](#) avait déjà remarqué l'asymétrie que présente la zone de plasticité, qui est due au fait que le glissement sur la faille est parallèle à la direction de propagation de la rupture. Dans les modèles étudiés, le sens de la rupture est sénestre. Ainsi, le bloc du haut (figure 3.7) se déplace vers la gauche relativement au bloc du bas. Si l'on regarde le front de rupture se propageant vers la droite, dans le bloc où la saturation a lieu, on peut constater que le mouvement des particules situées en arrière du front de rupture se produit vers l'arrière. Il en suit une décompression relative du bloc. L'effet inverse se produit sur l'autre bloc de faille : la pression moyenne augmente. La conséquence de ce changement de pression se transcrit dans le calcul de saturation plastique. Une augmentation de pression stabilise le mi-

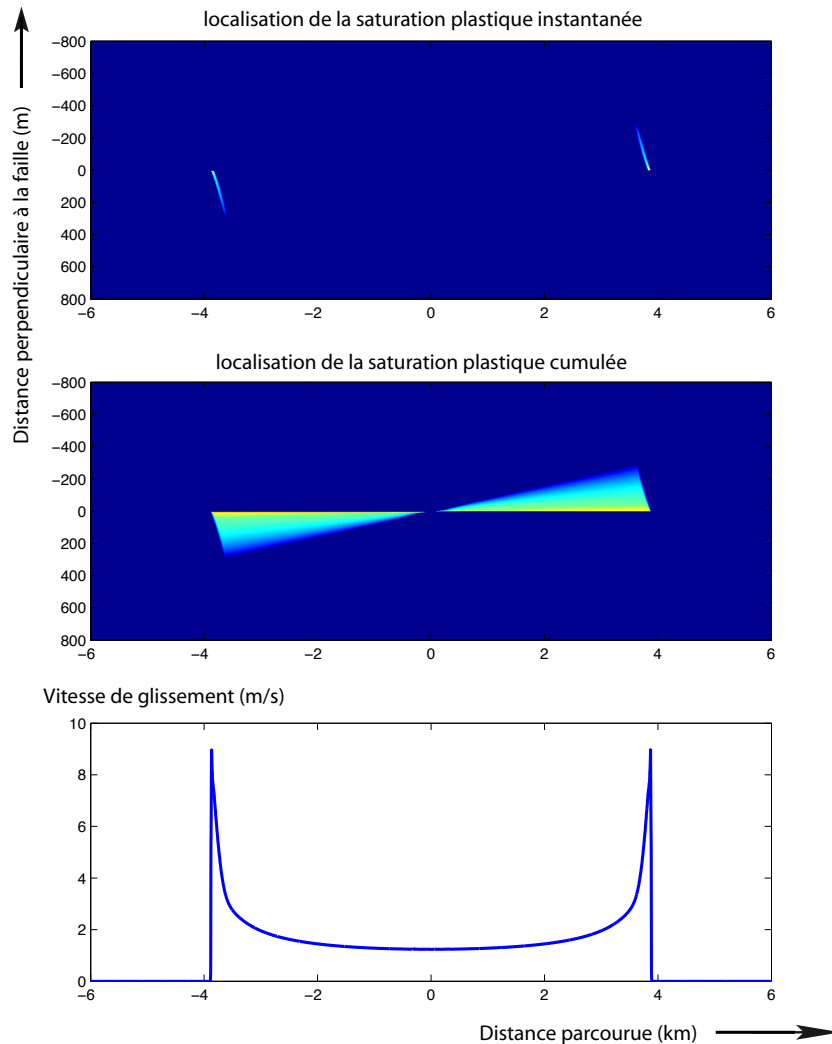


FIG. 3.7 ► Extension spatiale cumulée et instantanée (variation entre deux pas de temps) de la zone de saturation plastique dans un modèle de rupture 2D en mode II. La rupture s'est ici propagée à 4km de son point de nucléation. La représentation de l'énergie cumulée permet de constater l'assymétrie déjà vue par [Andrews \(2005\)](#) ainsi que la dépendance linéaire de l'épaisseur de la zone plastifiée avec la distance de propagation. En haut, on constate que la plasticité n'est activée que sur une zone extrêmement localisée, qui correspond sur la faille à la zone qui subit la chute de contrainte (voir figure 3.5). En bas, on montre la vitesse de dislocation au même instant.

lieu, en augmentant la résistance des micro-failles présentes. Une diminution



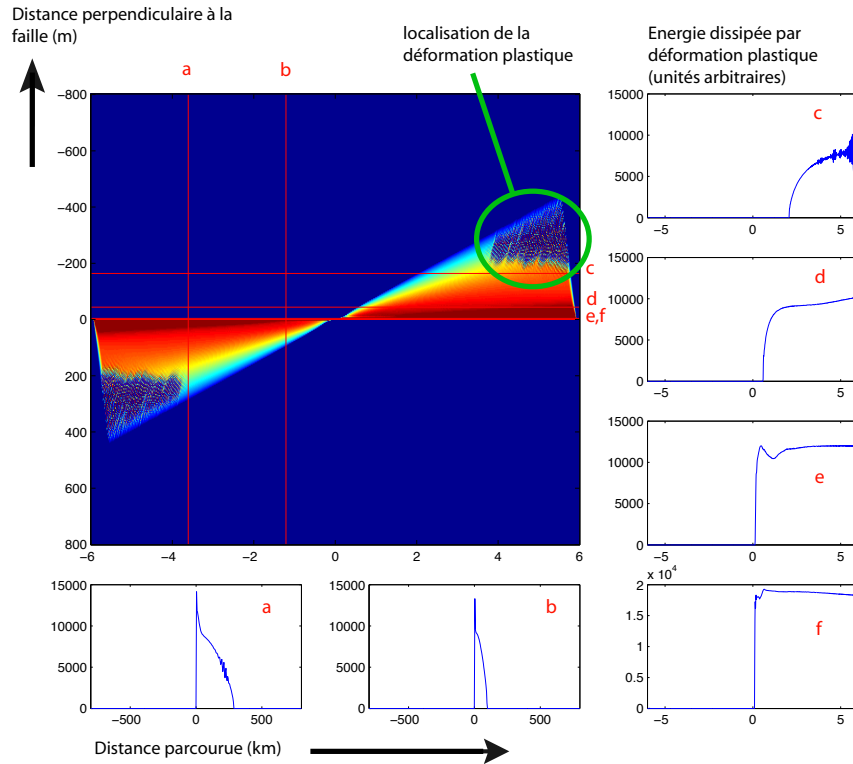


FIG. 3.8 ► Mode II : extension asymétrique de la zone plastifiée autour de la faille. On voit apparaître, dans ce cas précis, une zone où l'énergie plastique varie de façon oscillatoire et non plus continue. Cela correspond à de la localisation de la déformation plastique (Rice, 2007, commun. pers., [Templeton et Rice, 2008](#)). Les profils de la quantité d'énergie dissipée en plasticité sont extraits de différents endroits autour de la faille. Les profils a et b sont perpendiculaires à la faille, les profils c, d, e et f sont parallèles à la faille, de plus en plus près. Ils montrent une décroissance de la quantité d'énergie dissipée en s'éloignant de la faille (a, b), et une stabilisation de cette énergie pour une même distance à la faille (e, f).

de la pression rapproche les failles de leur limite de rupture, et rapproche ainsi le milieu de sa limite d'élasticité. Finalement, cette limite est atteinte et la saturation plastique a lieu. [Poliakov et al. \(2002\)](#) démontrent que le caractère asymétrique dépend de l'angle que fait  $\sigma_I$ , la contrainte principale du tenseur diagonalisé, avec la faille. L'asymétrie est maximale pour des grandes valeurs de l'angle. Au contraire, lorsque la direction d'application de la contrainte principale est proche de la direction de la faille, la zone plastique peut s'étendre de part et d'autre de la faille. Dans notre cas, l'angle entre faille et champ de contrainte est intermédiaire :  $\sigma_I$  fait un angle de  $45^\circ$

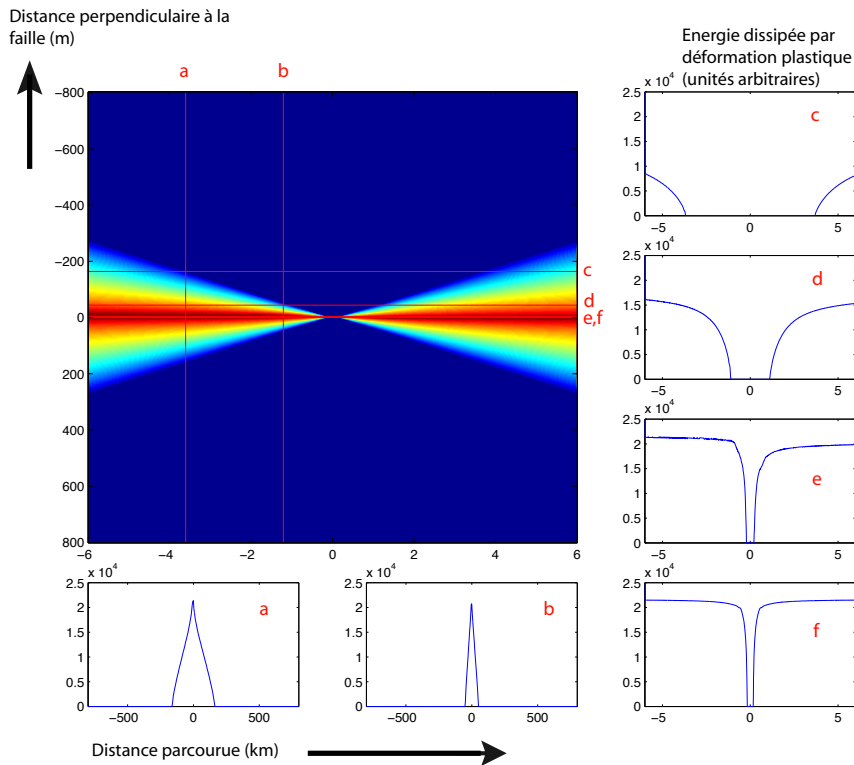


FIG. 3.9 ► Mode III : extension symétrique de la zone plastifiée autour de la faille. Mêmes remarques que pour la figure 3.8. On n'observe pas de localisation de la déformation en mode III.

avec la faille.

Le caractère asymétrique disparaît en mode III. Dans ce mode, le glissement est perpendiculaire à la direction de propagation et cela n'induit pas de variation de pression. De part et d'autre de la faille, la saturation plastique est atteinte à cause cette fois d'une augmentation de la contrainte cisailante sur les micro-failles. Comme le montre la figure 3.9, le problème étant symétrique, la zone qui plastifie l'est aussi.

L'épaisseur de cette zone de plasticité augmente comme une fonction linéaire de la distance rompue. Les figures 3.8 et 3.9 montrent que l'intensité de l'énergie dissipée dans les processus de plastification décroît avec la distance à la faille, pour les deux modes. Pour une même distance à la faille, l'énergie dissipée semble tendre vers une limite asymptotique.

Il faut noter l'apparition de localisation de la déformation plastique dans les calculs en mode II (voir figure 3.8). Cette oscillation ne change pas les propriétés moyennes de la quantité d'énergie plastique dissipée (figure 3.10),

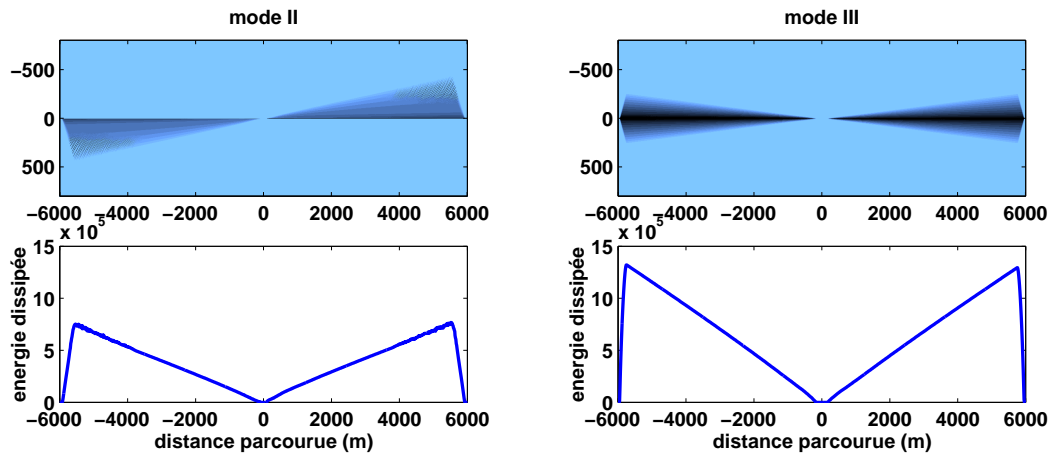


FIG. 3.10 ► Energie retirée au système par la plasticité. Même représentation que sur les figures 3.8 et 3.9. On montre en plus le cumul dans la direction perpendiculaire à la faille de cette énergie en fonction de la distance de propagation, pour chacun des modes. Les unités d'énergie sont arbitraires. On constate que la quantité d'énergie plastique augmente linéairement avec  $L$  dans les deux cas. En mode II, on peut voir que l'oscillation due à la localisation de la déformation ne fait pas dériver cette tendance.

et est symptomatique d'un régime particulier de contraintes, lié à une absence de durcissement (Rice, 2007, com. pers.).

### 3.4.2 Influence de la plasticité sur la vitesse de rupture

Afin de quantifier les effets de l'introduction de la limite élastique dans le milieu entourant la faille sur les caractéristiques de la rupture, je montre une comparaison de modèles simples de rupture dynamique spontanée, homogènes et identiques en tous points, à l'exception de la présence, ou non, de la limite élastique. Chaque cas 2D, en mode plan et en mode anti-plan, subit une modification de ces caractéristiques. Dans le cas élastique, il est connu que la vitesse de propagation de la tête de fracture n'est pas la même dans chacun des deux modes de fractures (voir [Scholz \(2002\)](#), p.190). La vitesse de rupture en mode III, mode de fracturation qui n'implique que des variations de contraintes cisailante, est limitée théoriquement par la vitesse des ondes S,  $\beta$ , ici choisie à  $3.0 \text{ km.s}^{-1}$ . Le mode II est plus complexe, car en plus des contraintes cisailantes, la fracturation induit des variations de contraintes normales. Dans ce cas, la vitesse limite est la vitesse des ondes de Rayleigh, soit  $0.92\beta$ . Les modèles plastiques en mode II (figure [3.11](#)) et en mode III (figure [3.12](#)) montrent cette saturation de la vitesse de rupture à la vitesse théorique. Les modèles plastiques montrent toujours cette limitation, mais à une vitesse moindre. En mode II, la vitesse de rupture passe de  $2.7 \text{ km.s}^{-1}$  à  $2.6 \text{ km.s}^{-1}$ , et en mode III, de  $3.0 \text{ km.s}^{-1}$  à  $2.8 \text{ km.s}^{-1}$ .

La vitesse de rupture est, dans la théorie de la propagation dynamique de la rupture, fonction du bilan d'énergie au niveau du front de rupture. La limitation de la vitesse de rupture à une valeur plus faible que dans le cas élastique pur est le signe que la plasticité contraint directement ce bilan énergétique. Toutefois, la vitesse se stabilise à une valeur très proche de la valeur théorique de saturation ; elle n'est réduite que de quelques pourcents.

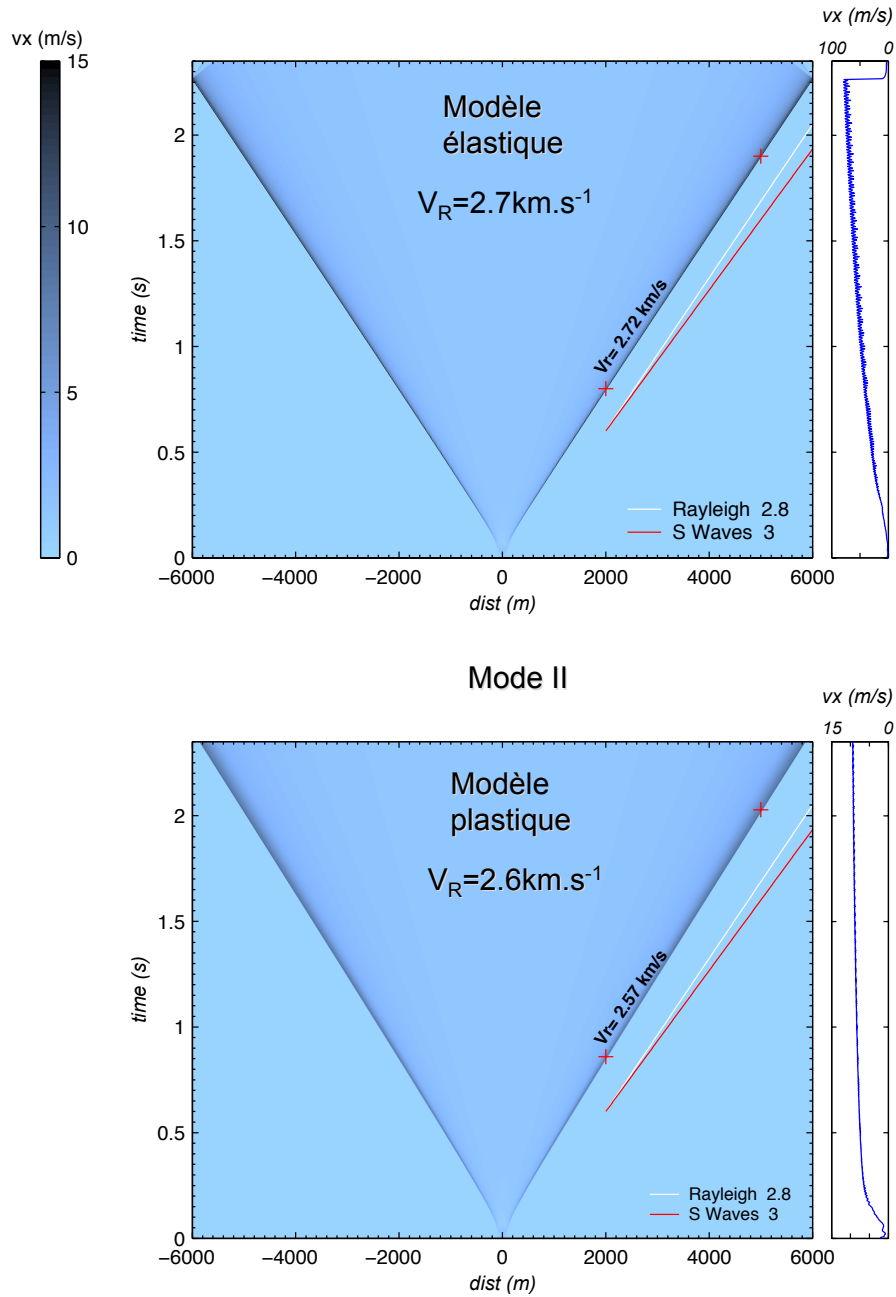


FIG. 3.11 ► Propagation d'une rupture bilatérale dans un modèle 2D en mode plan. Comparaison des modèles élastique (en haut) et plastique autour de la faille (en bas). L'échelle de couleur montre l'évolution de la vitesse de glissement. La vitesse de glissement maximum en fonction du temps est montrée dans le cartouche de droite. Sur l'image centrale, présentant l'évolution spatio-temporelle de la vitesse de dislocation sur la faille, les droites blanches et rouges permettent de comparer la vitesse du front de rupture avec la vitesse des ondes de Rayleigh (blanc) et S (rouge). On observe une diminution de la vitesse de propagation de la rupture pour les modèles dont le milieu possède une limite élastique et une saturation de la vitesse maximale de glissement en tête de fracture.

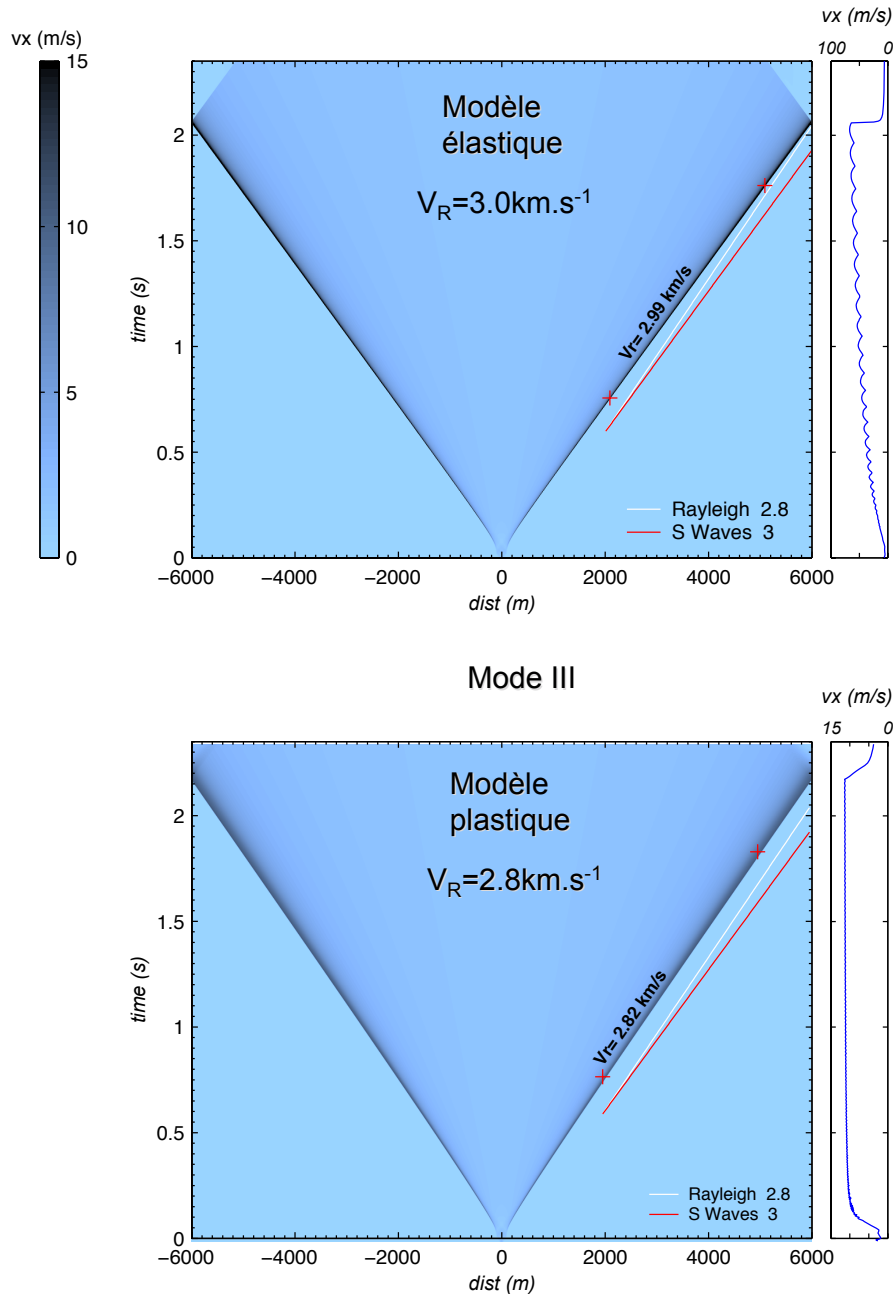


FIG. 3.12 ► Propagation d'une rupture bilatérale dans un modèle 2D en mode anti-plan. Comparaison des modèles élastique (en haut) et plastique autour de la faille (en bas). L'échelle de couleur montre l'évolution de la vitesse de glissement. La vitesse de glissement maximum en fonction du temps est montrée dans le cartouche de droite. Sur l'image centrale, présentant l'évolution spatio-temporelle de la vitesse de dislocation sur la faille, les droites blanches et rouges permettent de comparer la vitesse du front de rupture avec la vitesse des ondes de Rayleigh (blanc) et S (rouge). On observe une diminution de la vitesse de propagation de la rupture pour les modèles dont le milieu possède une limite élastique et une saturation de la vitesse maximale de glissement en tête de fracture.

### 3.4.3 Influence de la plasticité sur la vitesse de glissement

#### a) vitesse de glissement dans les modèles élastiques

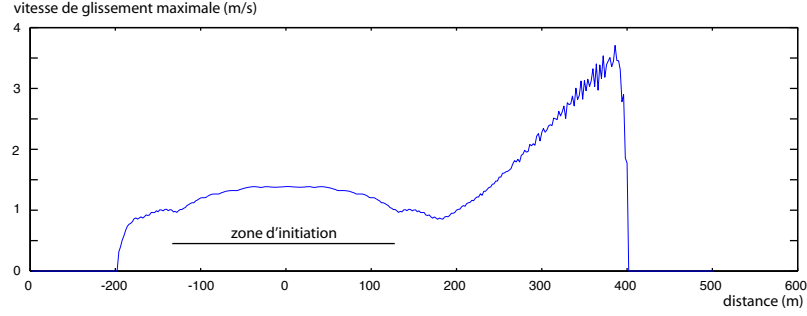


FIG. 3.13 ► La vitesse de dislocation maximale augmente linéairement avec la distance propagée, une fois la phase d'initiation terminée.

Dans un modèle homogène, une fois la vitesse de rupture stabilisée, théoriquement, la vitesse maximum de glissement augmente comme une fonction linéaire de  $L$ . C'est ce que nous voyons dans nos modèles élastiques, au moins au début de la propagation (voir figure 3.13). Nous allons le démontrer. On peut définir analytiquement le profil de glissement d'une fracture. L'expression est donnée par [Kostrov \(1964\)](#) :

$$\Delta u(x, t) = \frac{\Delta \sigma}{\mu} C (v_R^2 t^2 - x^2)^{1/2} \quad x \leq vt \quad (3.1)$$

où

$\Delta \sigma$  est la variation de contrainte sur le plan de faille,  
 $\mu$  est le module de cisaillement du milieu,  
 $v_R$  est la vitesse de propagation du front de rupture,  
 $C$  est une constante pour un problème donné, qui dépend de la géométrie et de  $v_R$ , mais est toujours environ égale à 1,  
 $x$  est la position le long de la faille, l'origine étant le centre de la fracture,  
 $t$  est le temps.

Dans notre cas, nous supposons que la vitesse de rupture a atteint sa vitesse limite, et reste constante (pas de saut à des vitesses “supershear”). Donc  $v_R t = L$ , où  $L$  est la distance parcourue par le front de rupture. On peut dériver cette équation pour obtenir le profil de vitesse de glissement le long de la fracture (voir par exemple [Campillo, 1983](#)). Le profil de vitesse, à l'instar

de la contrainte dans le milieu non-fracturé à l'avant du front de rupture, présente une singularité au niveau du front de rupture :

$$\Delta \dot{u}(x, t) \simeq \frac{\Delta \sigma}{\mu} C \left( \frac{L}{2} \right)^{1/2} v_R (L - x)^{-1/2} \quad x \leq vt \quad (3.2)$$

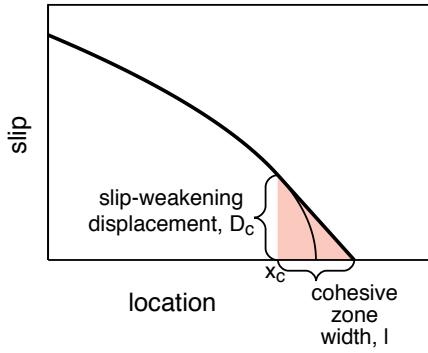


FIG. 3.14 ► Schéma de la zone de cohésion. Quand le glissement atteint la valeur  $d_c$ , la contrainte atteint sa valeur de friction dynamique. L'approximation de la loi constitutive de glissement en affaiblissement introduite par [Ida \(1972\)](#) induit la pente non infinie en tête de fracture. Cette solution (trait gras) et la solution analytique (trait fin, [Kostrov, 1964](#); [Day, 1982](#)) se rejoignent à la sortie de zone de cohésion ("cohesive zone"), au point  $x_c$ . Figure extraite de [Andrews \(2004\)](#).

L'intensité de la singularité croît en  $\sqrt{L}$ . Ceci étant posé, les modèles numériques de propagation de la rupture dynamique exhibent un comportement différent autour du front de rupture, du fait de la régularisation du problème (disparition de la singularité) par une loi de friction possédant une échelle caractéristique :  $D_c$ . L'utilisation d'une telle loi de friction a pour conséquence de produire un profil de vitesse de glissement différent : la vitesse de glissement est nulle au front de rupture, puis augmente très rapidement jusqu'à sa valeur maximum, avant de décroître lentement en arrière de la zone d'affaiblissement. [Andrews \(2004\)](#) remarque que dans la plupart des cas étudiés par [Ida \(1972\)](#), la vitesse de glissement maximum est atteinte à la sortie de la zone d'affaiblissement, soit une fois la valeur de  $\Delta u = D_c$  atteinte. [Andrews](#) nous dit qu'une fois sorti de la zone d'affaiblissement, le profil de glissement  $\Delta u$  retrouve la valeur exacte donnée par l'équation analytique 3.1. Il doit nécessairement en être de même pour la vitesse de glissement. Pour calculer la variation de la vitesse maximale de glissement dans nos modèles possédant une loi de friction de type glissement en affaiblissement, il suffit donc d'évaluer l'expression analytique 3.2 en :

$$x_c = L - l_c \quad (3.3)$$



$l_c$  étant la taille de la zone d'affaiblissement. Or cette taille ne cesse de décroître avec la distance de propagation. [Andrews \(2004\)](#) montre que, si l'on considère le gradient de glissement  $u'(x)$  comme étant constant dans la zone d'affaiblissement (voir figure 3.14), alors celui-ci est proportionnel à la taille  $l_c$  de cette zone (aussi appelée zone de cohésion) :

$$l_c = -kD_c/u'(x_c)$$

où  $k$  est égal à 1 dans le cas présenté sur la figure 3.14. A partir de l'équation 3.1, on peut calculer  $u'(x_c)$ , le gradient de glissement à la sortie de la zone de cohésion :

$$-u'(x_c) = \left( \frac{C\Delta\sigma}{\mu} \right)^2 \frac{L}{D_c}$$

et il vient que :

$$l_c = k \left( \frac{\mu}{C\Delta\sigma} \right)^2 \frac{D_c^2}{L} \quad (3.4)$$

Ainsi, la taille de la zone de cohésion varie en  $1/L$ . Notons que dans cette équation, déterminée par [Andrews](#),  $k \approx 2$  pour une loi de friction linéaire. De plus, l'équation est identique à celle trouvée par [Day et al. \(2005\)](#), aux constantes près (équation n° 37 de leur papier). Dans une étude visant à calculer précisément la taille de la zone de cohésion, ces auteurs précisent les valeurs des constantes gouvernant leur équation : ils proposent, en lieu et place de  $k/C^2$ , d'utiliser le rapport  $2C_1/C_2^2$  (correction d'une erreur dans l'équation n°37, S. Day, 2007, comm. pers.), où  $C_1$  vaut  $9\pi/32$ , quand la variation spatiale de contrainte est linéaire dans la zone de cohésion, et  $C_2$  vaut  $\sqrt{\pi}$ . Nous utiliserons ces valeurs pour comparer nos résultats aux leurs. En combinant les équations 3.4 et 3.3 avec l'équation 3.2, on obtient la vitesse maximale de glissement en fonction de la distance de propagation :

$$\begin{aligned} \Delta\dot{u}(x_c, t) &\simeq \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \left( \frac{L}{2} \right)^{1/2} v_R (L - x_c)^{-1/2} \\ &\simeq \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \left( \frac{L}{2} \right)^{1/2} v_R [L - (L - l_c)]^{-1/2} \\ &\simeq \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \left( \frac{L}{2} \right)^{1/2} v_R \frac{1}{\sqrt{l_c}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} &\simeq \left( \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \right)^2 \left( \frac{L}{2} \right)^{1/2} v_R \frac{\sqrt{L}}{D_c \sqrt{k}} \\ &\simeq \left( \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \right)^2 \frac{v_R}{D_c \sqrt{2k}} L \end{aligned} \quad (3.6)$$

Comme  $v_{max} = \Delta \dot{u}(x_c, t)$ ,

$$v_{max} \propto L \quad (3.7)$$

Cette équation montre que l'augmentation théorique de la vitesse de glissement est linéaire et proportionnelle à la taille de la fracture.

Toutefois, dans le modèle numérique, au delà d'une certaine distance de propagation, on constate que la vitesse maximum n'augmente plus de façon linéaire avec la distance parcourue. On met facilement en évidence dans les modèles que cette dépendance passe à  $\sqrt{L}$  (voir figure 3.15). Cette augmentation en  $\sqrt{L}$  est visible sur les profils temporels d'évolution de la vitesse maximale de glissement extrait des modèles élastiques 2D en mode II (figure 3.11) et en mode III (figure 3.12). Ce changement de dépendance est contemporain de l'apparition d'une oscillation dans la solution numérique. Cette oscillation marque le fait que la zone de cohésion n'est plus discrétisée par plusieurs points. L'échantillonnage numérique de la vitesse de glissement devient plus grand que la taille de la zone. Cela a pour conséquence de faire saturer la taille apparente de la zone de cohésion. En effet, le pas d'espace est la plus petite échelle de longueur du problème numérique. A partir de l'instant où  $l_c$ , la taille de la zone de cohésion devient plus petite que  $\Delta x$ , le pas d'espace, il devient numériquement impossible d'échantillonner correctement le gradient de glissement en tête de fracture, et particulièrement en fin de zone de cohésion, là où il est le plus fort. On échantillonne désormais le profil de glissement à une échelle plus grande que celle de la zone de cohésion. Ainsi, on retrouve l'augmentation en  $\sqrt{L}$  de la solution analytique (équation 3.2). Au lieu de l'équation 3.4, il suffit d'écrire :

$$l_c = \Delta x$$

et l'équation 3.5 devient :

$$v_{max} \simeq \frac{\Delta \sigma}{\mu} C v_R \left( \frac{L}{2\Delta x} \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

La vitesse maximale de glissement dans le modèle de rupture continue donc à augmenter avec la distance propagée, mais moins vite. L'échantillonnage n'est plus assez fin. Cela a des conséquences sur le réalisme des calculs, car la vitesse maximale de dislocation est sous-estimée. Dans des modèles destinés à reproduire une cinématique de rupture par exemple, il faudra rester vigilant pour que ce problème n'apparaisse pas. L'identification d'une telle tendance est un bon indice pour considérer que la discrétisation est insuffisante. La

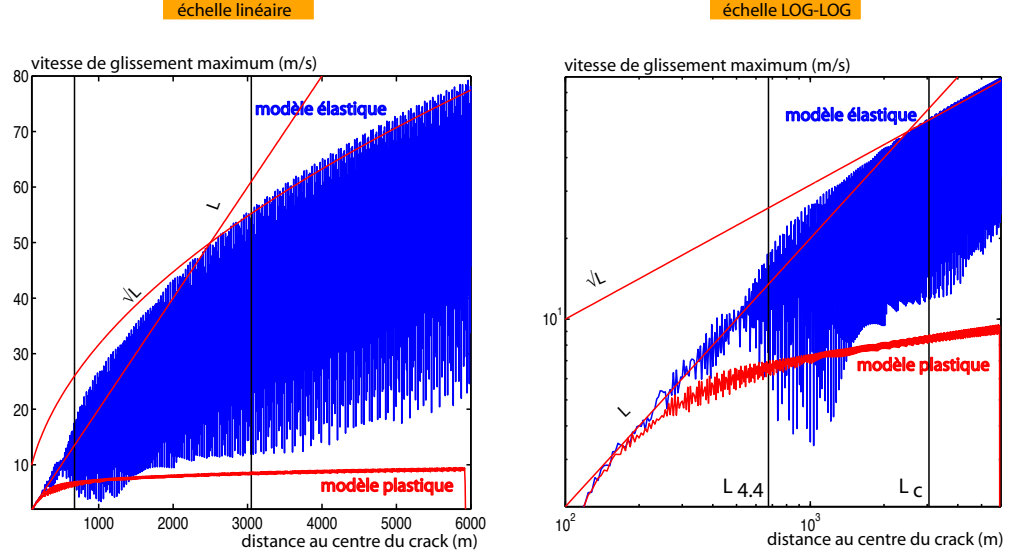


FIG. 3.15 ► Vitesse de glissement maximale sur une faille 2D en mode II en fonction de la distance de propagation. Sur le graphique de gauche, l'échelle des axes est linéaire. Sur le graphique de droite, elles sont logarithmiques. Les mêmes courbes sont représentées sur les deux graphiques. L'enveloppe des crêtes maximum est qualitativement plus significative que la moyenne car c'est un sous-échantillonnage spatial de la zone de cohésion qui engendre ces oscillations apparentes de la vitesse. On a aussi représenté une courbe d'augmentation linéaire, et une courbe d'augmentation en racine pour référence. On distingue deux tendances caractérisant l'augmentation de la vitesse maximale : au départ, l'augmentation est linéaire. Après  $L \approx 700\text{m}$ , on change visiblement de régime via une augmentation drastique des oscillations. Après  $3000\text{m}$  de propagation, on semble atteindre un régime d'augmentation en racine de  $L$ . Ces chiffres (droites verticales noires) sont compatibles avec les équations développées dans le texte. Plus particulièrement, pour  $L_c$ , la zone de cohésion atteint la taille de  $\Delta x$ . Globalement, la vitesse de dislocation maximale augmente avec la distance de propagation dans un modèle élastique (bleu), alors que dans un modèle plastique (rouge), le pic de vitesse est limité. La limitation des oscillations est remarquable dans le cas plastique, montrant que les limites de résolution du cas élastique sont repoussées.

distance à laquelle le problème numérique se produit dépend du pas d'espace. Il suffit d'égaliser les équations 3.6 et 3.8 :

$$\frac{\Delta\sigma}{\mu} C v_R \sqrt{\frac{L_c}{2\Delta x}} = \left( \frac{\Delta\sigma}{\mu} C \right)^2 \frac{v_R}{D_c \sqrt{2k}} L_c$$

$L_c$  est la distance de propagation à laquelle la zone de cohésion devient plus

petite que  $\Delta x$ .

$$L_c = k \left( \frac{\mu D_c}{C \Delta \sigma} \right)^2 \frac{1}{\Delta x} \quad (3.9)$$

On constate la dépendance inverse de la distance critique avec le pas d'espace. Plus ce dernier est petit, meilleure est la discrétisation et la rupture peut aller plus loin avant de rentrer dans le régime saturant. De façon inverse, un petit  $D_c$  a pour conséquence une petite zone de cohésion, arrivant plus rapidement à la taille de discrétisation.

A l'aide des résultats de [Day et al. \(2005\)](#), nous pouvons analyser l'évolution de la vitesse maximale de glissement. En utilisant le même rapport  $2C_1/C_2^2 = 9/16$  que les auteurs pour  $k/C^2$ , nous pouvons calculer la distance  $L_c$ . Il faut aussi prendre en compte le fait que nous nous situons en mode II, et que les constantes ci-dessus n'ont été estimées analytiquement par [Day et al. \(2005\)](#) qu'en mode III. Pour le mode II, les auteurs calculent un facteur 3/2 dans l'estimation de la taille de la zone de cohésion. La conséquence sur le calcul de  $L_c$  pour le mode II est une multiplication de la constante par 3/2. L'équation 3.9 devient :

$$\begin{aligned} L_c &= \frac{3}{2} \frac{9}{16} \left( \frac{\mu D_c}{\Delta \sigma} \right)^2 \frac{1}{\Delta x} \\ &= \frac{3}{2} \frac{9}{16} \left( \frac{2,43 \cdot 10^{10} \text{MPa} \times 0,035 \text{m}}{10 \cdot 10^6 \text{MPa}} \right)^2 \frac{1}{2 \text{m}} \\ &= 3051 \text{m} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Cette distance correspond remarquablement bien avec le moment où, figure 3.15, l'augmentation de la vitesse maximale atteint asymptotiquement le régime de croissance en  $\sqrt{L}$ . Ce calcul conforte donc nos simulations. Le fait que les oscillations et la perte du caractère linéaire de l'augmentation de la vitesse se déclarent bien avant cette limite va dans le même sens que les observations de [Day et al.](#). Les auteurs suggèrent qu'un nombre minimum de 4.4 points dans la zone de cohésion est nécessaire à la méthode en différences finies pour obtenir des résultats satisfaisants (c'est-à-dire cohérents avec ceux obtenus par une méthode numérique différente). Si l'on reprend l'équation 3.10, pour calculer le moment où la taille de la zone de cohésion atteint  $4.4\Delta x$ , on trouve :

$$\begin{aligned} L_{4.4} &= \frac{3}{2} \frac{9}{16} \left( \frac{\mu D_c}{\Delta \sigma} \right)^2 \frac{1}{4,4\Delta x} \\ &= 693 \text{m} \end{aligned}$$

Cette valeur correspond exactement au moment où les oscillations deviennent très fortes dans notre simulation (voir figure 3.15). Il est remarquable d'arriver à ce résultat. Cela confirme que la résolution de la zone de cohésion est le paramètre critique quant à l'évaluation précise de la vitesse de glissement, paramètre fondamental de la cinématique de la source. Ces équations permettent d'estimer de manière fiable la résolution spatiale minimale permettant de faire des calculs corrects. Enfin, signalons pour finir que la taille de la zone de cohésion est plus petite de  $2/3$  en mode III, pour une même distance de propagation. Pour les calculs 3D, il faudra donc tenir compte de cette information pour estimer le pas d'espace à utiliser.

### b) vitesse de glissement dans les modèles plastiques

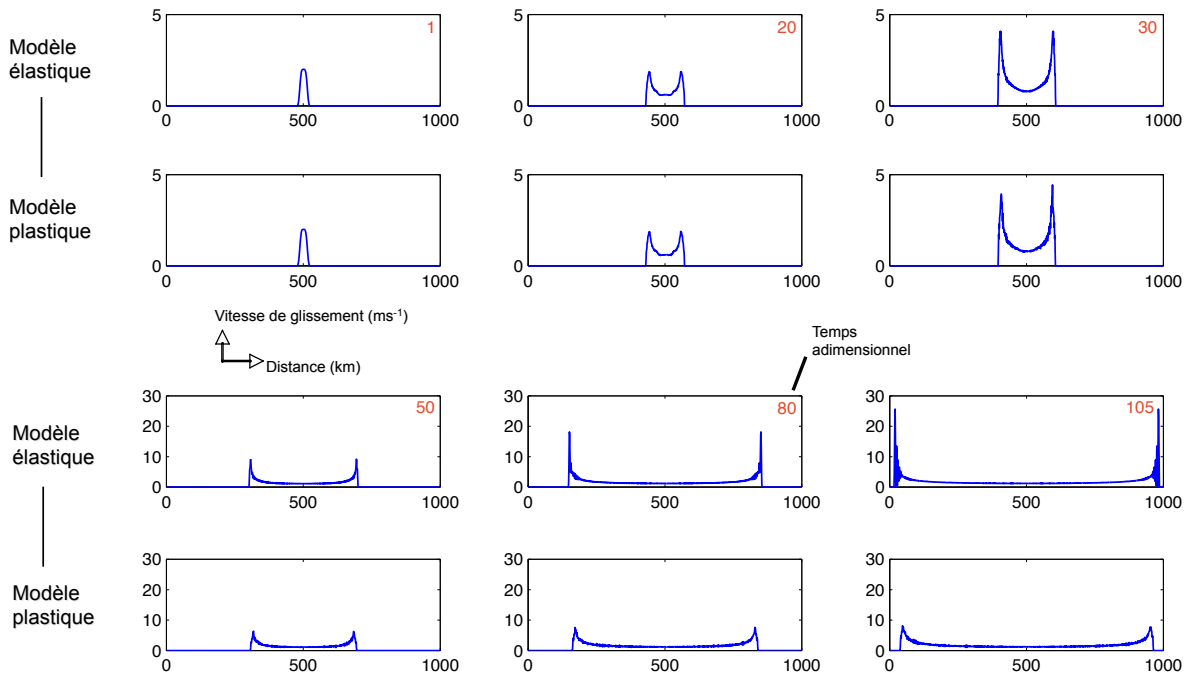


FIG. 3.16 ► Vitesse de glissement sur une faille 2D en mode II à différents instants. La vitesse de dislocation maximale augmente avec la distance de propagation dans un modèle élastique. Dans un modèle plastique, le pic de vitesse est limité.

L'introduction de la saturation plastique a de grandes conséquences sur la vitesse de glissement. Dans les modèles plastiques (voir figure 3.15), on constate que la vitesse de glissement maximum ne suit plus ce comportement en  $L$  puis

$\sqrt{L}$ . Bien avant que le régime très instable (croissance en  $\sqrt{L}$ ) ne démarre, on observe une saturation de la vitesse de glissement. La figure 3.16 montre cette saturation. En fait de saturation, la vitesse maximum de glissement augmente toujours un peu, linéairement avec la distance de propagation, mais beaucoup moins rapidement qu’au début de la phase propagative. En mode II (voir figure 3.11), on peut voir cette légère augmentation, alors qu’en mode III (voir figure 3.12), la vitesse semble limitée à une valeur constante. En tout état de cause, la vitesse maximum de glissement subit une forte saturation, autour de valeurs de l’ordre de la dizaine de mètres par seconde, sur les six kilomètres de propagation calculés. En comparaison, les vitesses de glissement maximum obtenues dans les modèles purement élastiques augmentent jusqu’à des valeurs proches de la centaine de mètres par seconde<sup>1</sup>. L’introduction de plasticité dans le milieu entourant la faille a donc des conséquences importantes sur les caractéristiques cinématiques de la rupture.

#### 3.4.4 Influence de la plasticité sur les profils de glissement

Dans cette section, nous montrons les profils de glissement le long de la direction de propagation de la rupture. Direction parallèle au glissement en mode II, et perpendiculaire en mode III. Sur la figure 3.17, on peut voir que les profils de glissement, tels qu’ils se développent pendant que le front de rupture se déplace, sont dans le cas plastique très comparables au cas élastique. Il est frappant de retrouver la même valeur de glissement maximal au centre de la fracture. Cela peut se comprendre comme une conséquence d’absence d’action de la plasticité au début de la rupture, influence qui grandit au fur et à mesure de la progression de la tête de fracture. La différence de vitesse de propagation de la rupture induit le décalage observable entre les profils plastiques et élastiques. Une dernière observation peut être faite sur ces profils : le gradient en bord de fracture est moins fort pour les modèles plastiques. Les figures 3.18 et 3.19 montrent l’évolution du profil de glissement en tête de fracture. Celui-ci reste constant dans le modèle plastique, alors qu’il augmente dans un modèle élastique. Sur la figure 3.19, cette saturation est mise en relation avec la saturation de la vitesse de glissement discutée dans la section précédente.

---

<sup>1</sup>Ces grandes valeurs de vitesse sont directement reliées à la chute de contrainte relativement importante (10 MPa) utilisées dans ces modèles, identique à celle employées par Andrews (2005). Réduire d’un ou deux ordres de grandeur la chute de contrainte aurait pour effet de réduire d’autant d’ordres de grandeur la vitesse de glissement.

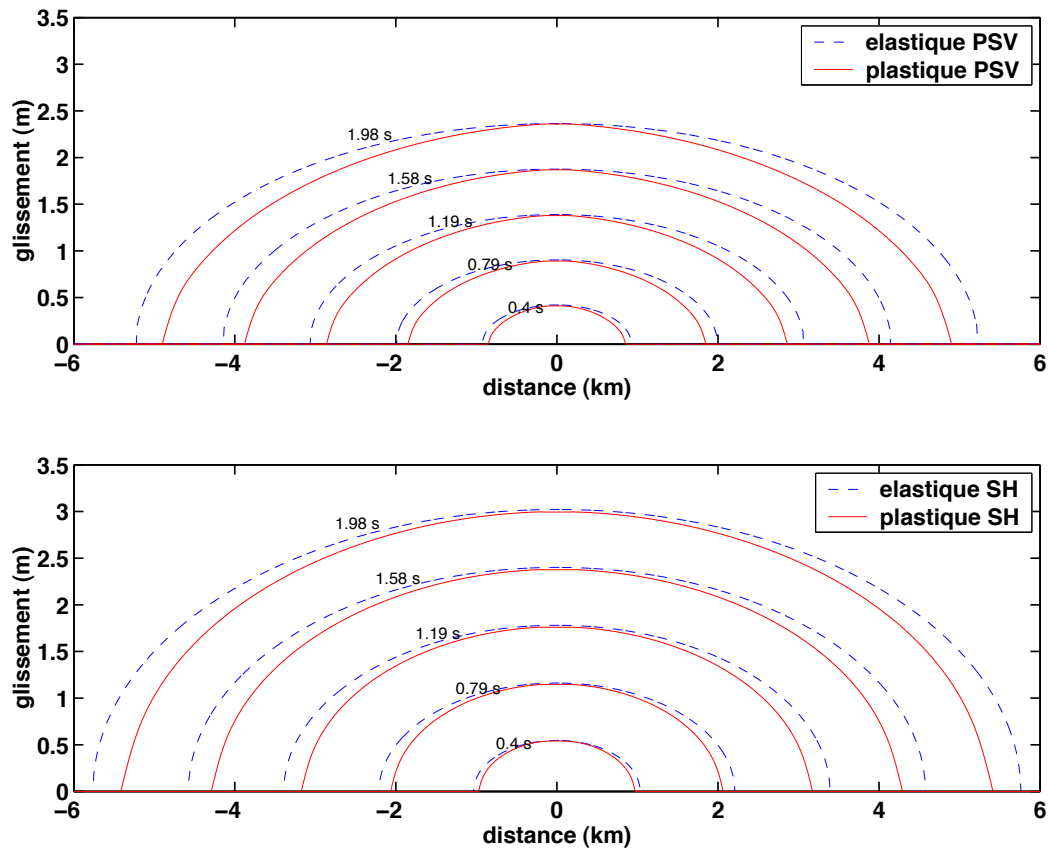


FIG. 3.17 ► Le profil de glissement pendant la rupture montre deux choses : tout d'abord, la rupture plastique est en retard sur la rupture élastique. Cela provient de la différence de vitesse de rupture décrite plus haut. Deuxièmement, le profil de glissement est tout-à-fait similaire entre les deux modèles. Le glissement maximal est sensiblement égal, du fait de sa localisation au centre de la faille, où la plasticité n'a pas d'influence (l'influence de la plasticité grandit à mesure que la fracture grandit). On aussi remarque que le gradient de glissement en tête de fracture est plus faible dans le cas plastique que dans le cas élastique. Les différences entre mode II (PSV) et mode III (SH) sont dues à la différence de vitesse de propagation.

Il est intéressant de regarder l'évolution du **déplacement de chaque bloc** indépendamment l'un de l'autre. On considère ainsi le déplacement de chaque bloc par rapport à sa position initiale. En faisant cela, on remarque une chose curieuse : en mode II, le déplacement des deux blocs n'est plus symétrique comme dans un modèle plastique (figure 3.20). Cela se comprend car le passage en plasticité ne se produit que d'un côté en mode II : celui où la direction de glissement est opposée à la direction de propagation (voir section précé-

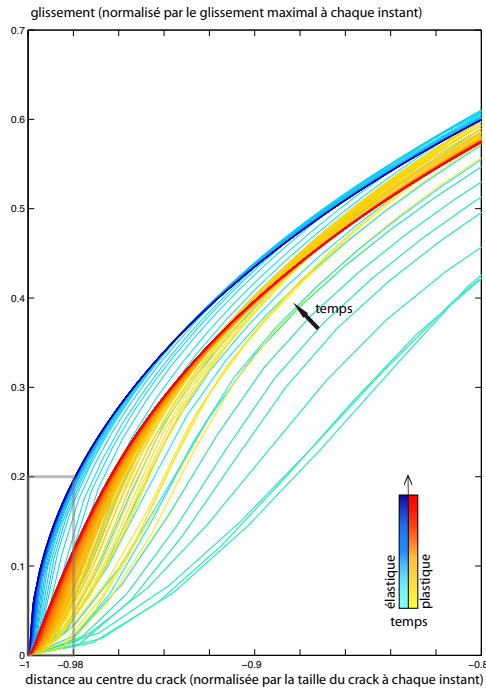


FIG. 3.18 ► Evolution de l'autosimilarité du glissement dans les cas plastique (en rouge) et élastique (en bleu). Au départ il y a superposition des courbes jaunes sous les courbes bleues. Il s'agit de la phase d'initiation et du début de la phase propagative, pendant lesquelles les deux types de modèles sont identiques (voir figure 3.19, avant  $t=30$ ). Ensuite les deux modèles divergent. Lorsque la vitesse de glissement limite est atteinte dans le modèle avec dissipation plastique, le gradient de déformation n'augmente plus (courbes rouges). Le cadre grisé délimite le zoom de la figure 3.19.

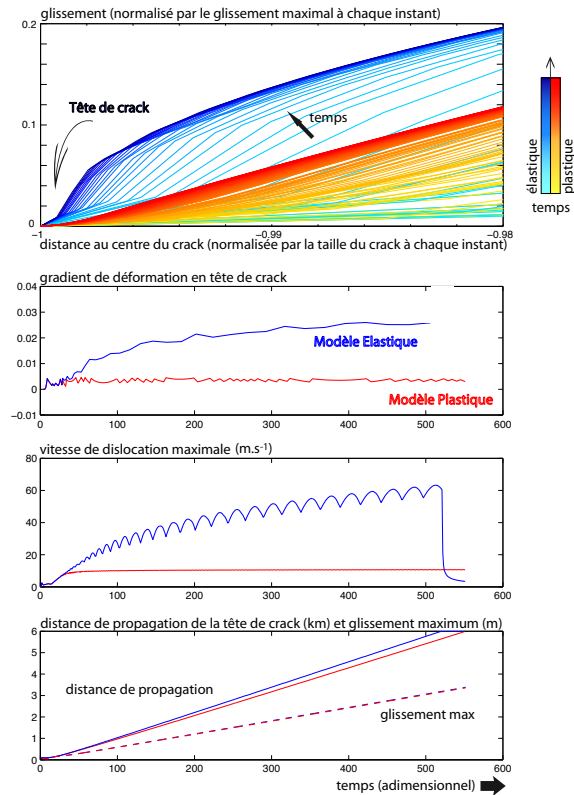


FIG. 3.19 ► En haut : zoom sur l'évolution du profil de glissement normalisé de la figure 3.18. Le modèle plastique montre une saturation du gradient de glissement, tandis que dans le modèle élastique, ce gradient ne cesse d'augmenter à mesure que la faille se propage. Au milieu : on constate que dans les deux modèles, le gradient spatial de glissement en tête de crack est corrélé avec la vitesse de glissement maximale. *L'oscillation est due au sous-échantillonnage spatial en sortie de calcul.* En bas : autosimilarité du glissement maximal dynamique (crack non stoppé) et de la distance de propagation. Cela justifie la normalisation conjointe glissement/distance. La vitesse de rupture est constante et plus lente dans le cas plastique.



dente sur la géométrie de la zone plastifiée). Néanmoins, il apparaît un autre phénomène, nécessairement lié à la remarque précédente, car absent en mode III (figure 3.21) : on remarque qu’en avant du front de rupture, avant que les deux blocs ne se séparent, ils se déplacent ensemble, dans la direction de propagation du front de rupture. A l’approche du front, le système est vraisemblablement “tiré” vers l’avant par le bloc ne subissant pas la plasticité. L’amplitude de ce phénomène grandit avec la taille de la fracture. Ce phénomène n’est pas sans rappeler les caractéristiques observées dans les modèles de propagation en milieu bi-matériaux, où l’on constate la déformation du plan de faille pendant la rupture : celui-ci prend la forme d’un pli de tapis (Andrews et Ben-Zion, 1997). C’est la conséquence de la dissymétrie des variations de contraintes (due à la dissymétrie des propriétés mécaniques) de part et d’autre de la surface de faille. Dans notre cas, une dissymétrie est aussi présente. La comparaison s’arrête là, car je n’ai pas regardé la déformation du milieu selon la direction perpendiculaire à la faille. La variation de contrainte normale agissant sur la faille dans le cas du milieu bi-matériaux n’est de toute façon pas prise en compte dans les modèles plastiques étudiés, car la contrainte normale n’est pas autorisée à varier sur le plan de faille. Néanmoins, cette possibilité doit être étudiée pour les calculs futurs.

Considérons maintenant les **profils de glissement statique**. Ces profils sont de première importance car ils permettent les considérations relatives aux lois d’échelles, et notamment aux variations de contraintes. Pour étudier ces profils il convient d’arrêter la rupture. Notre loi de friction ne contenant pas de critère d’auto-cicatrisation (“healing”), le déplacement sur la partie rompue, après le passage du front de rupture, ne s’arrête pas de lui même. Il faut qu’une onde d’arrêt (onde s’opposant au mouvement) arrive sur la faille pour la bloquer. Les modèles suivant possèdent donc des barrières “incassables”, au moins capable d’arrêter la rupture en conditions élastiques. Nous comparons ici les profils de glissement final obtenus après arrêt total de la rupture sur la faille, dans le cas d’un modèle élastique et dans le cas d’un modèle où la plasticité du milieu est prise en compte. La figure 3.22 montre ces profils ainsi que ceux de la contrainte cisailante finale. Les résultats obtenus ne dépendent pas du mode de rupture. Mode II et mode III montrent sensiblement les mêmes tendances. La faille accumule plus de glissement dans le cas plastique que dans le cas élastique. Les formes générales des profils restent très proches, la différence se situant au niveau des barrières. En effet, à cet endroit, la plasticité permet d’augmenter sensiblement la quantité de glissement. Plusieurs choses ont été mises en évidence : tout d’abord, une barrière incapable de se rompre, résistante à la contrainte générée par la fracture (cas élastique), peut céder dans un milieu où un seuil de

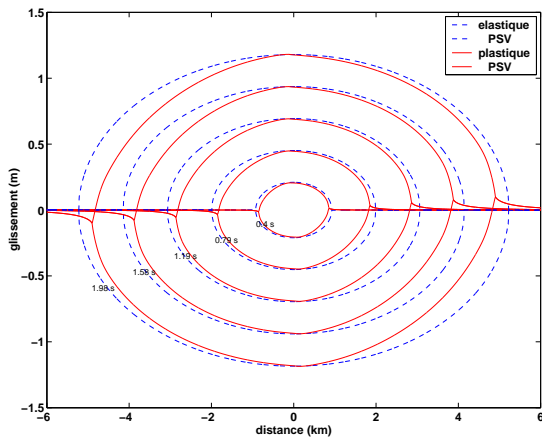


FIG. 3.20 ► Evolution des profils de glissement lors de la propagation de la rupture en mode II. Pour chaque type de modèle (plastique ou élastique), on trouve deux courbes, représentant chacune un des deux côtés de la faille. En mode II, la plasticité (qui n'agit pas en avant du front de rupture, et uniquement du côté où le sens du déplacement est l'inverse de celui de la propagation) induit l'apparition d'une onde de volume en avant du front, qui a pour effet de déformer le milieu dans la direction de propagation de la rupture. Ce déplacement joint des deux côtés de la faille avant leur séparation s'amplifie au fur et à mesure de l'avancée du front de rupture.

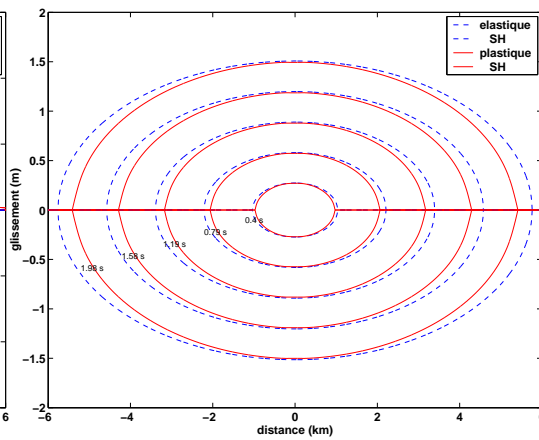
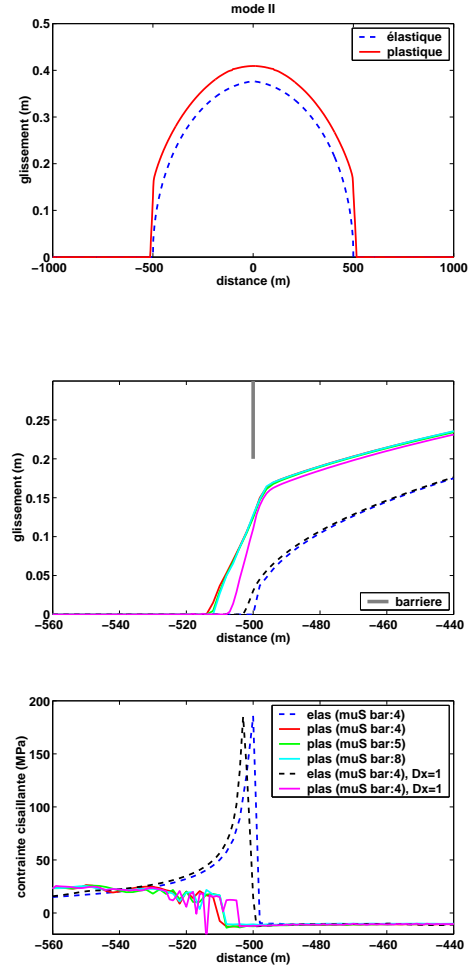


FIG. 3.21 ► Evolution des profils de glissement lors de la propagation de la rupture en mode III. Pour chaque type de modèle (plastique ou élastique), on trouve deux courbes, représentant chacune un des deux côtés de la faille. En mode III, la plasticité n'engendre pas de dissymétrie entre les deux côtés de la fracture. La plasticité agit en effet de façon symétrique.

plasticité est imposé. Cela peut sembler contradictoire, puisque, dans l'absolu, le seuil de plasticité limite la contrainte cisailante maximale pouvant s'exercer dans le milieu. Néanmoins, on assiste à la rupture de la barrière sur quelques points, pour lesquels la contrainte a donc dépassé la contrainte de résistance statique au glissement. En outre, le profil de glissement dans la barrière est particulier : le glissement décroît linéairement. Quand l'on regarde l'évolution temporelle de la croissance du glissement dans la barrière, on constate que cette pente constante est présente dès le début de la progression. Le front de rupture progresse de moins en moins vite jusqu'à s'arrêter totalement. Pour comprendre quels paramètres influencent l'arrêt de la rup-

FIG. 3.22 ► En haut : glissement final obtenu en mode II pour un modèle élastique (bleu) et un modèle plastique (rouge). La barrière est située à 500m du point de départ de la fracture bilatérale. Le glissement est plus important pour le modèle plastique (10% de plus environ). Cette différence est uniquement due à un excès de glissement proche de la barrière dans le modèle plastique. Au milieu : zoom sur la zone de barrière de gauche. Profils de glissement et de contrainte associé, pour différents cas testés. Nous montrons ici le cas élastique de référence (bleu), trois cas plastiques dans lesquels la barrière possède une résistance différente : 4, 5 et 8 fois la valeur de la contrainte normale initiale ( $\sigma_n = 50$  MPa), 2 cas où le pas d'espace a été divisé par deux par rapport au pas d'espace des modèles précédents : un cas élastique (noir), et un cas plastique (mauve). On voit que la longueur du segment cassé à travers la barrière ne dépend pas de la résistance de la barrière, mais dépend du pas d'espace (la barrière casse ici sur un nombre de points constants - soit une distance proportionnelle au pas d'espace). Il faut noter que ces modifications sont uniquement visibles dans la barrière, et n'impliquent pas de changement sur le profil de glissement général. En bas, les profils de contraintes montrent que le pic de contrainte consécutif de l'arrêt de la rupture est détruit par la plasticité.

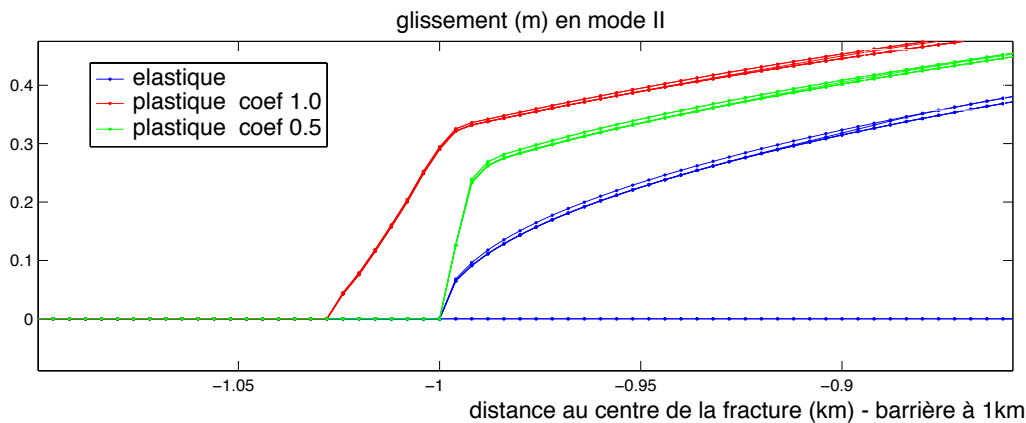


ture sur une barrière dans un modèle plastique, quelques tests ont été menés :

### 1) Test de la quantité d'énergie dissipée plastiquement à chaque instant.

Un coefficient de  $1/2$  a été appliqué à la réduction de contrainte consécutive du dépassement du critère de plasticité. Cette réduction a pour but d'étaler dans le temps le retour du tenseur des contraintes sous la surface de plasticité. Autrement dit, on impose que la surface de plasticité soit aussi une variable de l'écart entre champ de contrainte et limite élastique. Le choix de  $1/2$  comme coefficient de réduction de la correction de contrainte est arbitraire.

On peut constater que l'introduction de ce paramètre n'a pas beaucoup d'effet sur la dynamique : la quantité d'énergie totale dissipée dans les deux cas, l'influence sur les paramètres dynamiques que sont vitesse de glissement et vitesse de rupture sont similaires. La grande différence réside au niveau de la rupture de la barrière (voir fig 3.23). En réduisant la quantité d'énergie plastique maximale pouvant être dissipée à chaque pas de temps, on empêche la barrière de se rompre. Cela n'empêche pas le gradient de glissement d'être très fort à côté de la barrière, en comparaison d'un modèle élastique, mais la barrière n'a pas rompu. La présence du fort gradient, impliquant un glissement moyen plus fort sur l'ensemble de la faille n'est pas remis en cause.



**FIG. 3.23** ► Profil de glissement pour trois modèles 2D plan à proximité de la barrière incassable en élastique (profil bleu). Les profils rouge et vert correspondent respectivement au modèle plastique de référence (voir aussi fig 3.22, en haut - La différence entre cette série de modèles et celle de la figure précédente se situe au niveau de la distance à laquelle est disposée la barrière, ici deux fois plus éloignée) et au modèle plastique dont la limite d'élasticité varie en fonction de l'écart à la surface de plasticité. Dans ce dernier cas, la renormalisation du tenseur des contraintes n'est que de 50% celle qu'il faudrait appliquer au tenseur excédant le critère pour revenir sous la surface de plasticité. Dans ce dernier cas, la barrière ne rompt pas. Le profil de glissement est tout de même altéré au point que le glissement plastique reste plus fort que le glissement élastique.

## 2) Résistance de la barrière différente.

Sur la figure 3.22, on voit que ce paramètre ne modifie pas le profil de glissement final. L'étendue de la rupture de la barrière à cause de la plasticité ne dépend pas de sa résistance. La pente du profil de glissement non plus.

## 3) Pas d'espace deux fois plus petit.

Sur la figure 3.22, on peut voir que ce paramètre modifie la taille absolue de la zone rompue dans la barrière mais pas la quantité de glissement liée à cette rupture. Le profil de glissement est inchangé. On remarque que la taille de la zone rompue dans la barrière est directement liée au nombre de points de grilles cassés. Cela signifie que le processus dynamique de plasticité s'amortit en fonction du nombre de points de grille. Ce n'est pas le cas de la plasticité pendant la propagation de la rupture. Cette dernière s'étend, perpendiculairement à la faille, sur une zone dont la taille dépend de la distance de propagation (voir section sur la géométrie) mais pas de la résolution spatiale (figure à montrer).

#### 4) Capacité de la rupture à sauter la barrière

Une barrière de 4 points de large a été testée. Cette longueur est égale à la moitié de la zone qui est mise en mouvement dans le cas d'une dissipation plastique dans la barrière. Malheureusement, on ne peut pas conclure sur l'influence de la plasticité sur la capacité de la rupture à sauter une telle barrière, car dans les deux cas, élastique et plastique, la rupture saute immédiatement la barrière. Celle-ci est trop courte. *In fine*, la barrière casse, car elle est entourée de zones rompues.

Au terme de cette étude, la cause de la rupture de la barrière peut être discutée. L'origine possible de cette augmentation de contrainte dans la barrière peut être due à la plasticité qui y est active : en effet, les valeurs d'énergie plastique dissipées dans la barrière sont, à l'instar de la variation de contrainte cisailante générée à chaque bout de la faille, bien plus grandes que celles qui sont en jeu lors de la propagation de la rupture. La plasticité modifie donc substantiellement le champ de contrainte dans la barrière, avec sa rupture pour conséquence. Ces résultats demandent à être approfondis et complétés. Une compréhension fine de la modification du champ de contrainte est nécessaire afin de s'assurer du mécanisme qui permet à la rupture de progresser. D'éventuelles causes non physiques, liées à l'implémentation numérique de l'algorithme, ne peuvent pas être écartées pour l'instant.

**En conclusion**, l'inclusion d'un comportement plastique dans le milieu entourant la faille a pour conséquence d'augmenter le légèrement le glissement moyen sur la faille. Cette augmentation d'environ 10 pour-cents du glissement augmente du même ordre de grandeur la chute de contrainte apparente. Par exemple, dans notre cas élastique (mode II : plan), le glissement moyen sur la partie rompue est de 0.29 m. Ce glissement moyen passe à 0.32m pour le cas plastique. Connaissant la demi-longueur de la rupture ici égale à 500m (515m pour le cas plastique), on peut évaluer la chute de contrainte

résultante (voir [Scholz, 2002](#), partie *Phenomenology of earthquakes*) :

$$\text{Loi générique} \quad : \quad \Delta\sigma = C\mu \frac{\Delta\bar{u}}{\Lambda}$$

Où  $\Delta\sigma$  est la chute de contrainte,  
 $C$  est une constante dépendant de la géométrie, avec :  
 $\mu$  est la rigidité du milieu,  
 $\Delta\bar{u}$  est le glissement moyen,  
 $\Lambda$  est la distance de propagation.

Géométrie	3D circulaire	2D mode II	2D mode III
<b>C</b>	$\frac{7\pi}{16}$	$\frac{4(\lambda+\mu)}{\pi(\lambda+2\mu)}$	$\frac{2}{\pi}$
<b><math>\Lambda</math></b>	rayon r	dist. de propag. L	dist. de propag. L

En utilisant une rigidité égale à  $2,43 \cdot 10^{10}$  MPa et  $\lambda = \mu$ , la chute de contrainte apparente résultante est de 12 MPa dans le cas élastique et de 13 MPa dans le cas plastique. L'*overshoot* dynamique<sup>2</sup> passe de 2 MPa à 3 MPa. La cause de cette augmentation se situe au niveau des points d'arrêt de la rupture. A proximité de la barrière, la contrainte est relaxée de façon plastique. Le pic d'augmentation de la contrainte cisailante présent dans le milieu non fracturé disparaît dans le modèle plastique. La plasticité amortit cette forte variation de contrainte, tout en déclenchant la rupture de quelques points situés dans la barrière.

### 3.4.5 Etude de paramètres : influence d'un changement de surface de plasticité

La surface de plasticité est définie par deux paramètres, la cohésion et l'angle  $\phi$  (qui détermine l'évolution de la contrainte cisailante avec la contrainte normale). Nous avons fait varier ces deux paramètres indépendamment, en gardant les paramètres de la rupture identiques, de façon à isoler leur influence respective sur les caractéristiques de la rupture en domaine plastique.

Sur la figure [3.24](#), on peut voir les résultats de modèles plastiques dont les surfaces de plasticité possèdent une cohésion différente. Toutes ces valeurs

<sup>2</sup>On parle d'*overshoot* dynamique pour exprimer la différence constatée dans le profil de glissement entre un modèle dynamique et un modèle statique. Dans un modèle dynamique, pour une même taille de faille, le glissement final est supérieur à celui obtenu par une relaxation statique de la contrainte. Dans le cas élastique ci-dessus, l'*overshoot* est de l'ordre de 20%. Cela a pour effet d'augmenter la chute de contrainte apparente.

## Mode II - modèles plastiques avec modification du critère de plasticité

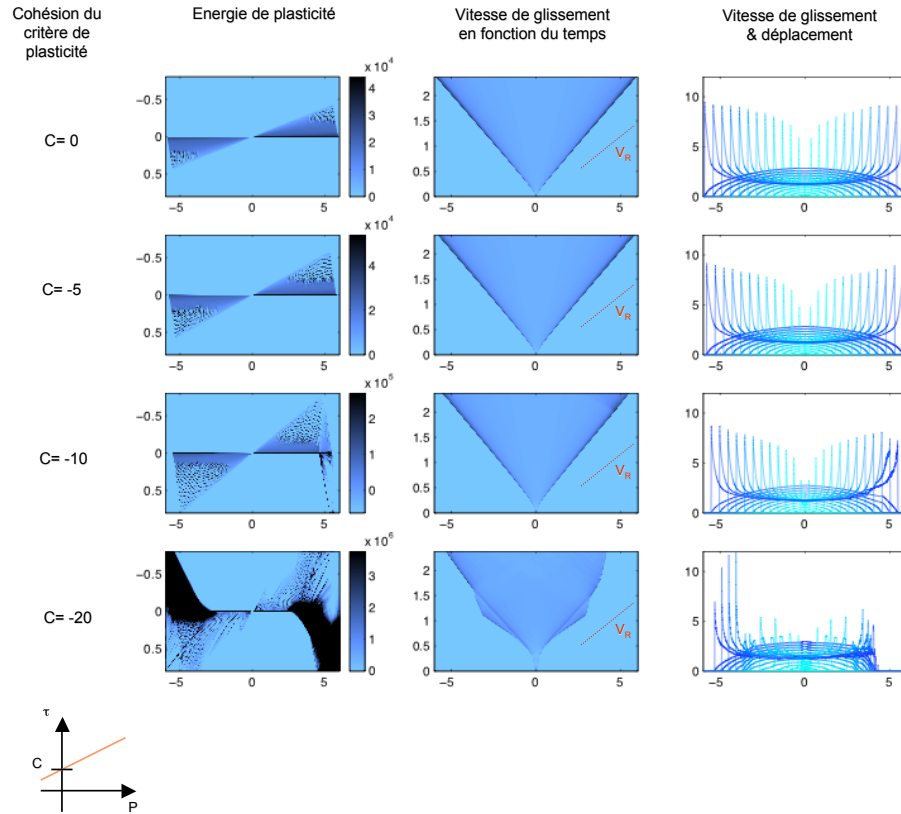
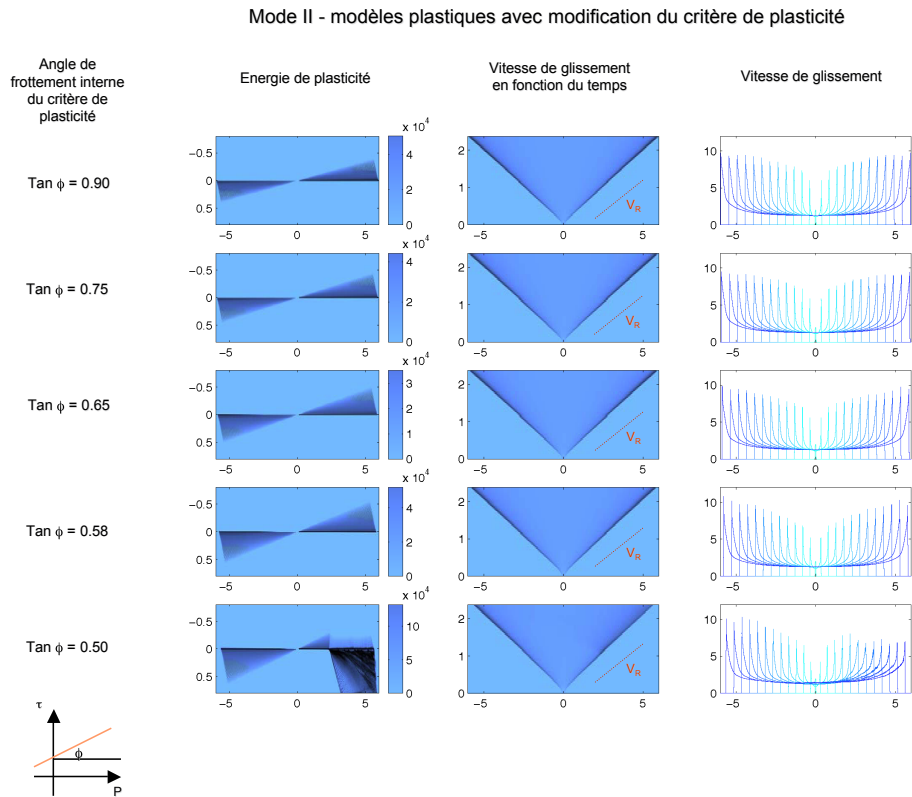


FIG. 3.24 ► Influence du paramètre de cohésion sur le calcul de plasticité. Les quatre simulations possèdent une cohésion différente. La simulation du haut est celle qui possède des paramètres identiques à la simulation d'Andrews de référence. La diminution du critère de plasticité ( $c$  diminue) entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone plastique, comme le montre la colonne de gauche. la colonne centrale montre la position du front de rupture en fonction du temps. On peut y constater que la vitesse de rupture est ralentie par la diminution du critère de plasticité, et donc l'augmentation de la quantité d'énergie dissipée plastiquement. La troisième colonne montre l'évolution de la vitesse de glissement. La vitesse maximale en tête de fracture ne semble pas significativement affectée à la vue de ces calculs. La vitesse maximale atteinte au bout des 6km de propagation reste du même ordre dans les trois premier modèles. L'augmentation de cette vitesse semble différente, la saturation semblant être plus rapide dans le premier cas.

de cohésion n'ont pas de sens physique mais visent à tester le comportement du modèle face à une translation du critère de plasticité vers des valeurs



**FIG. 3.25** ► Influence du paramètre d'angle de frottement interne sur le calcul de plasticité. Dans ces simulations, la cohésion a été laissée à zéro. Aussi, la diminution de l'angle de frottement a deux conséquences : une diminution de la pente du critère, et une diminution du seuil de plasticité. C'est cette dernière qui doit être mise en cause pour expliquer, comme dans le cas de la variation de la cohésion seule, l'augmentation de l'épaisseur plastifiée (colonne de gauche) et la diminution de la vitesse de rupture (colonne du milieu) avec la diminution de la valeur de  $\phi$ . Au contraire, la variation de la vitesse maximale de glissement, qui sature, n'apparaît pas figure 3.24. Celle-ci doit donc être attribuée à une variation de la pente du critère. Une pente forte ( $\tan\phi = 0,90$ ) montre une saturation rapide et à une valeur inférieure à  $10 \text{ ms}^{-1}$  alors que le modèle avec  $\tan\phi = 0,58$  montre une vitesse de glissement qui n'a pas encore saturé et qui est déjà à plus de  $10 \text{ ms}^{-1}$ .

plus faible de la limite élastique, à pente du critère égale. Dans le cas le plus extrême, le critère de plasticité est très proche des conditions de rupture de la faille. En d'autres termes, la rentrée en plasticité et la rupture sont des phénomènes concurrents. On constate que dans ce cas, le comportement du modèle est complètement perturbé. La propagation de la rupture ne se fait



pas de façon correcte. Dans les autres cas de figure, la rupture sur la faille est le phénomène qui gouverne le comportement de l'interface, la plasticité ne venant que secondairement et n'agissant qu'une fois la relaxation de la contrainte sur la faille commencée. Dans notre modèle, où la faille qui rompt est prescrite, et où la rupture ne peut pas se développer sur d'autres interfaces que celle-là, le critère de plasticité, qui représente un critère de rupture minimal pour une fracture du milieu entourant la faille principale, doit être choisi de façon à être systématiquement significativement supérieur au critère de rupture de la faille principale. Dans le cas contraire, notre modèle atteint théoriquement et visiblement ses limites. Cette conclusion est valable pour les modèles dont la surface de plasticité possède un coefficient de frottement différent (figure 3.25). De façon similaire, le dernier modèle testé montre les limites de la méthode : la surface de plasticité  $y$  est choisie de façon à ce que le critère de rupture sur la faille principale soit égal à la limite élastique du milieu, évaluée pour une contrainte normale égale à la contrainte initiale du modèle. Comme pour le test de la cohésion, on constate que les inconsistencies théoriques et numériques se rejoignent : la surface de plasticité ne doit pas être trop proche des conditions de rupture de la faille principale, qui doit casser avant le milieu l'entourant.

En conclusion de ces tests, on constate que plus la surface de plasticité est proche de la situation du champ de contrainte moyen initial, plus l'épaisseur de la zone susceptible d'atteindre le critère de plasticité est importante. L'énergie dissipée semble elle aussi plus importante, et la vitesse de rupture en est d'autant plus diminuée. La pente du critère semble liée à la capacité de saturation et de limitation de la vitesse de glissement maximale. Cette remarque est valable pour la rupture en mode II, que nous avons étudiée ici.

## 3.5 Discussion et perspectives

### 3.5.1 Limites du modèle utilisé

On considère ici que le seuil de plasticité n'est pas dépendant de la vitesse de déformation. Autrement dit, une contrainte/déformation appliquée de façon progressive ou bien de façon instantanée sera traitée de manière identique. Bien entendu, en faisant l'analogie avec l'endommagement des minéraux, où les dislocations migrent petit à petit, à une certaine vitesse, on imagine que le temps doit compter dans la déformation d'une roche. Les processus d'endommagement sont difficilement envisageables comme des processus n'ayant pas d'échelle de temps caractéristique.

Toutefois, pour régulariser le problème de renormalisation, on se garde la

possibilité d'introduire une relaxation visqueuse en temps. Contrairement à [Andrews \(2005\)](#), qui utilise une dissipation visqueuse tout le temps, celle-ci n'est utilisée que lors de l'étude sur l'arrêt contre une barrière (voir chapitre sur le profil de glissement). Pour l'ensemble des paramètres testés, je n'ai pas trouvé que cette dissipation visqueuse améliorerait la solution. Le principe de la viscoplasticité est le suivant : en renormalisant seulement d'une fraction de  $\tau_{yield}/\tau_{max}$ , on reste dans le domaine plastique, mais on limite les fortes variations des contraintes, et dans le même temps les fortes incongruités avec le champ de vitesse.

Dans nos modèles, la plasticité est parfaite. Je n'ai pas construit de modèles incluant une évolution du seuil de plasticité avec la déformation plastique cumulée. La surface de plasticité reste indépendante de l'histoire de la déformation. D'un point de vue mécanique pourtant (voir [Poirier, 1976](#), p.7), on sait que le seuil de plasticité et la vitesse de déformation plastique dépendent tous deux de l'historique de la déformation. Ces résultats empiriques se modélisent par l'introduction d'un coefficient de durcissement, que nous avons laissé à zéro. La question de la quantification de l'histoire de la déformation est similaire à celle de l'évaluation de l'état de contrainte initial de la croûte. Il est impossible de quantifier l'histoire de la déformation, et quand bien même cela serait possible, il est impossible de modéliser l'interaction de toutes les fractures prises individuellement, ce qui permettrait d'évaluer un coefficient de durcissement pour la roche. La plasticité parfaite est une façon de ne pas s'encombrer de paramètres supplémentaires, par ailleurs difficilement quantifiables, et donc évalués arbitrairement.

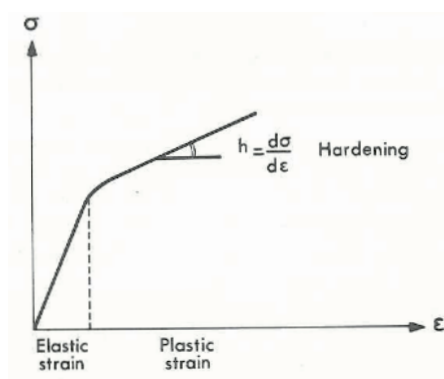


FIG. 3.26 ► Illustration de la conséquence de l'introduction du durcissement dans la loi de fluage plastique. Une fois la limite d'élasticité atteinte, on rentre en plasticité (*Plastic strain*). Sans durcissement (*hardening*), le coefficient  $h$  serait nul : la limite d'élasticité ne varie pas. La contrainte à appliquer pour déformer de façon plastique est constante. Sur ce schéma, on voit que l'introduction de durcissement ( $h > 0$ ) a pour conséquence une augmentation de la contrainte à appliquer pour augmenter la déformation plastique. Le seuil de plasticité augmente avec la quantité de déformation accumulée. D'après [Nicolas et Poirier \(1976, p.124\)](#).

Dans nos modélisations, seule la faille est le lieu d'une plasticité en affaiblis-

sement. Dans la littérature, [Andrews \(1976a\)](#) ou [Dalguer \*et al.\* \(2003\)](#) ont utilisé un comportement plastique en affaiblissement, pour modéliser la relaxation des contraintes dans le milieu. [Templeton et Rice \(2006\)](#) ont montré que la prise en compte de durcissement (figure 3.26), c'est-à-dire une augmentation du seuil de plasticité en fonction de la quantité de déformation plastique accumulée, donnait lieu à une disparition des bandes de localisation de la déformation que l'on obtient parfois à l'issue de ces calculs (exemple figure 3.8). Cette disparition peut être obtenue pour de très faibles taux de durcissement (voir aussi [Rudnicki et Rice \(1975\)](#) pour les détails concernant cette localisation de la déformation), de l'ordre de quelques pour-cents du module élastique (Rice, 2007, commun. pers.) . Toutefois, cette prise en compte de comportements plastiques plus complexes que celui que nous modélisons (seuil de plasticité constant) n'a pas donné de résultats fondamentalement différents de ceux que nous avons obtenu sur les caractéristiques dynamiques de la rupture.

### 3.5.2 Discussion des résultats

L'extension latérale de la zone plastifiée augmente linéairement avec la distance de propagation de la rupture. Cela est un effet direct de l'autosimilarité du problème élastique. En effet, celle-ci a pour effet de faire augmenter linéairement toutes les échelles de variations spatiales intervenant dans le problème, et notamment celles des variations de contraintes associées à la relaxation sur le plan de faille. L'extension latérale des variations de contrainte normales augmente donc linéairement avec la taille de la fracture. Il suit que la zone favorable au dépassement de la limite élastique du milieu s'étend aussi latéralement de la même façon.

**Pérennité de ces conclusions à plus grande échelle ?** Aussi loin que nous avons calculé, cette croissance linéaire ne semble pas s'arrêter. La zone plastifiée atteint une épaisseur de 500m après 6km de propagation. Si cette variation linéaire se prolonge au delà des distances que nous avons calculé, cela signifie que l'épaisseur de la zone plastique est de l'ordre de 10% de la longueur de rupture (pour une rupture unilatérale). Ce chiffre peut sembler énorme, car rapporté aux dizaines de kilomètres de rupture typiques des séismes de M 6-7 de Californie, il implique que la zone potentiellement endommagée autour de la faille de San Andreas peut atteindre quelques kilomètres. Rien de tel n'a été relevé jusque là : l'épaisseur typique de la zone endommagée étant plutôt de l'ordre de quelques centaines de mètres autour de la faille (voir [Dor \*et al.\*, 2006a](#); [Chester \*et al.\*, 1993](#)). Il convient donc de l'analyser avec prudence. Première raison de cette différence entre calculs

et observations : l'épaisseur peut varier en fonction des paramètres utilisés dans les modèles, aussi bien dans la loi de frottement, que dans la surface de plasticité. Deuxièmement, nous parlons ici de modèles lisses. L'hétérogénéité caractéristique des séismes que nous connaissons implique que les notions de distance de propagation de la rupture et de longueur de faille rompue sont deux paramètres bien différents. La distance de propagation, à laquelle il semble donc que l'épaisseur de la zone plastique soit reliée, est une distance que le front de rupture parcourt à propriétés dynamique constantes, et qu'il convient certainement plus d'assimiler à la taille des aspérités rompues. Là, le problème se complique. Car il est bien difficile de définir une aspérité dans un modèle hétérogène. En outre, les conclusions tirées de modèles homogènes sont bien souvent mises en défaut. Comme le montrent mes travaux sur les modèles hétérogènes (voir chapitre sur l'hétérogénéité), en comparaison avec les récents travaux de [Manighetti \*et al.\* \(2005\)](#), les modèles hétérogènes présentent des caractéristiques de profils de glissement beaucoup plus proche des observations : on voit apparaître une dépendance linéaire du glissement avec la longueur de la faille, chose impossible avec un modèle homogène. Il convient néanmoins de continuer l'exploration de tels modèles simples afin d'identifier avec certitude les paramètres qui gouvernent la largeur de la zone endommagée, entre autres.

Le changement de vitesse de rupture imputable à la plasticité est relativement faible, de quelques pour-cents environ. Cet écart peu significatif n'a pas grande chance d'être un jour détecté ou mis en évidence. Cela n'introduit pas de changement radical dans notre conception de la rupture. Il est néanmoins symptomatique d'une modification de l'équilibre énergétique qui gouverne la dynamique de la rupture. Dans ce contexte, il pourrait être intéressant d'étudier l'évolution de la transition à la vitesse de propagation supersonique ou "super-shear" (vitesse de propagation de la tête de fracture à la vitesse des ondes P).

Pour résumer :

- Nous avons validé une méthode de modélisation de la saturation plastique dans le milieu entourant la faille. On obtient, avec une loi de friction d'affaiblissement en friction, des résultats similaires à ceux obtenus avec une loi de friction d'affaiblissement en temps ([Andrews, 2005](#)) avec le modèle 2D plan. Le modèle 2D anti-plan est présenté pour la première fois.
- La saturation plastique autour de la faille perturbe la dynamique de la rupture. La vitesse de propagation est diminuée. La vitesse maximale de glissement sature. En mode II, la répartition de la zone plastifiée autour de la faille est asymétrique, contrairement au mode III, où elle est symétrique.
- Le glissement accumulé sur la faille est plus important dans le modèle incluant la plasticité. La déformation plastique des barrières induit une augmentation du glissement dans leur voisinage.

## Chapitre 4

---

Plasticité autour de la zone de  
faille : études 3D

## Sommaire

---

4.1	Passage de 2D à 3D . . . . .	88
4.2	Configuration et paramètres des modèles 3D . . .	90
4.3	Caractéristiques des ruptures en milieu plastique 3D . . . . .	93
4.4	Discussion : importance de la prise en compte de la plasticité pour les estimations de mouvement du sol . . . . .	110
	Résumé . . . . .	111

---

Le chapitre précédent nous a permis de balayer largement le problème de la plasticité du milieu autour de la faille, avec sa mise en oeuvre, et ces conséquences notables sur la rupture. Le défi que nous nous proposons de relever maintenant est de transposer cette étude à des modèles 3D. Dans ce chapitre, je commence par détailler quelques considérations numériques particulières aux modèles 3D, puis je présenterai les paramètres choisis pour ces modèles, ainsi que les géométries employées. Enfin, je montrerai les résultats obtenus.

### 4.1 Passage de 2D à 3D

Par géométrie tri-dimensionnelle, il faut comprendre élastodynamique 3D. En effet, les modèles présentés précédemment avaient tous le défaut d'être des représentations idéalisées et irréalistes de la rupture des failles. En 2D, on considère en effet que l'une des dimensions de l'espace n'existe pas. Ou plutôt, qu'elle existe mais que le problème est invariant dans cette dimension, ce qui rend le plan de rupture infini dans cette direction. Si l'on veut pouvoir reproduire un jour les tremblements de terre, il faut construire et analyser des modèles réalistes, et, par conséquent, oublier les généreuses hypothèses des modèles 2D, et l'invariance selon une direction de l'espace. Ainsi, les modèles 3D sont les seuls qui peuvent représenter de façon réaliste les tremblements de terre. Une rupture 3D possède une surface de rupture finie (et non plus infinie comme dans le cas 2D). Au niveau du front de rupture, le mode de rupture est presque toujours une combinaison des modes II et III, sauf dans les directions parallèle et perpendiculaire au glissement, où le mode de rupture est respectivement purement plan et purement anti-plan. On peut y inclure des structures de croûte, des géométries de faille et des conditions aux limites réalistes, telles que la surface libre. De plus, en ce qui concerne plus directement la modélisation, on sait que même si les caractéristiques de

la rupture observées dans des modèles 2D sont qualitativement similaires aux résultats obtenus avec des modèles 3D, elles sont souvent quantitativement différentes. Par exemple, on peut citer la taille critique de la zone d'initiation, ou la longueur critique de la rupture (au sens de Kostrov) capable de se propager sans mourir, qui sont de tailles différentes en mode II, en mode III, et en 3D (voir par exemple [Madariaga et Olsen, 2000](#)). En conséquence, une rupture 3D est beaucoup moins facile à maintenir, où plus exactement moins facile à démarrer. Le passage par des modèles 2D permet donc de se forger une bonne idée des caractéristiques de la rupture mais ne permet pas d'extrapoler directement aux tremblements de terre.

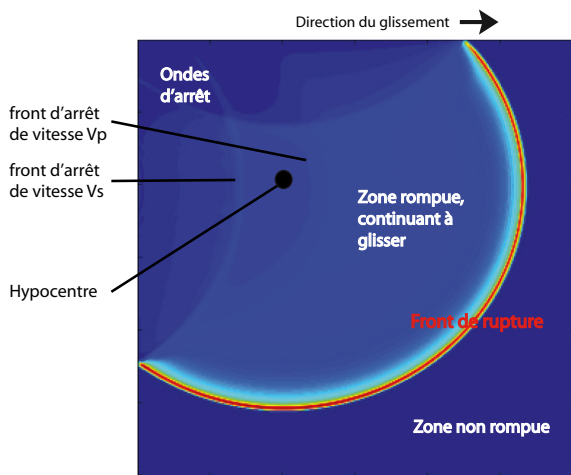


FIG. 4.1 ► Exemple de rupture 3D. Le champ représenté est la vitesse de glissement sur la faille. Au niveau du front de rupture la vitesse de glissement passe de zéro (zone non rompue) à son maximum, avant de décroître rapidement pour atteindre une valeur assez faible en arrière du front. Les ondes d'arrêt provenant des barrières viennent s'opposer au glissement et l'arrêtent.

Passer à une modélisation 3D possède donc l'avantage de se rapprocher de la réalité. Il existe toutefois des contraintes supplémentaires. Le principal problème provient de la taille des modèles numériques. La puissance de calcul (taille de la mémoire vive, rapidité des processeurs, nombre de processeurs) ne cesse d'augmenter. Cette augmentation permet de repousser sans cesse les limites du calcul de la rupture dynamique. Actuellement, dans sa version la plus lourde (calcul sur monoprocesseur, mémoire non partagée 16 Go maximum), le calcul peut prendre en compte une échelle minimale de l'ordre du mètre pour la distance d'affaiblissement<sup>1</sup> tout en atteignant des tailles de modèles de l'ordre de la centaine de kilomètres, soit la taille des grands tremblements de terre. Bien entendu, à cette résolution, pour un modèle

<sup>1</sup>Ordre de grandeur souvent évoqué pour les tremblements de terre, mais bien plus grand que celui évoqué dans les expériences de frottement, micro à millimétrique.



de rupture élastique en milieu homogène, on résout correctement la vitesse de propagation, mais pas la vitesse de glissement (voir chapitre précédent). Quoiqu'il en soit, ce type de modèle constitue un challenge qui est déjà relevé par l'informatique actuelle. Avec un pas d'espace maximal de 200m, on atteint la centaine de kilomètres en utilisant 500 points de grille. Un modèle complet peut ainsi typiquement compter 30 millions de points, et une dizaine de milliers d'itérations temporelles pour achever le processus de rupture. La propagation d'onde en milieu élastique nécessite de calculer 6 composantes du champ de contrainte en autant de points de grille, plus les 3 composantes du champ de vitesse. Si l'on rajoute le fait que les calculs plastiques nécessitent un stockage mémoire tampon pour le calcul de remise à jour de toutes les composantes du champ de contraintes, on atteint rapidement des tailles en mémoire de l'ordre de la dizaine de giga-octets ! De même, si les temps de calculs restent dérisoires pour les modèles 2D (quelques heures avec monoprocesseur cadencé à 2 GHz), pour les modèles 3D, la dimension supplémentaire rend les calculs beaucoup plus longs (quelques jours avec le même monoprocesseur). L'outil 3D se manie donc avec précautions. Notons que la parallélisation des calculs (charge mémoire répartie sur différents processeurs) permet de repousser considérablement les limites des modèles. Nous avons, pour l'intégralité de calculs présentés dans ce manuscrit, utilisé les moyens de calculs du Service Commun de Calcul Intensif de l'OSUG. Plus spécifiquement, les machines qui ont été utilisées font partie d'un cluster SUN de quadri-processeurs AMD Optéron 64bits, cadencés à 1,5 GHz, et possédant 8 ou 16 Go de mémoire vive. Du fait des performances élevées de ces machines, et de leur nombre (quatre noeuds à 16Go RAM et vingt-huit noeuds à 8 Go RAM), autorisant les calculs simultanés de nombreux modèles, les calculs ont été systématiquement effectués en mode séquentiel.

La figure 4.1 illustre les caractéristiques principales de la rupture 3D. Le plan de faille possède deux dimensions et les deux modes de ruptures sont présents.

## 4.2 Configuration et paramètres des modèles 3D

Pour faire le lien avec les modèles 2D, nous avons d'abord choisis des paramètres identiques à ceux employés par Andrews en 2D. Même loi de friction ( $D_c = 0.035m$ ,  $\tau_s = 25MPa$ ), même variation de contrainte ( $\tau_0 = 10MPa$ ,  $\tau_d = 0MPa$ ), même surface de plasticité dans les modèles plastiques ( $c=0$ ,  $\tan\phi=0.75$ ), et même pas de temps :  $\Delta t = 7,9175 \cdot 10^{-5}s$ . Pour respecter la

taille mémoire maximum de la machine, nous sommes contraints de nous limiter à 400 points de grille par dimension, et à augmenter le pas d'espace par deux, soit  $\Delta x = 4\text{m}$ . La distance de propagation maximale ainsi atteinte sur la faille est de 600m. Cette distance, quoique faible, est suffisante pour observer des différences entre modèles plastique et élastique en 2D, comme le montre la fig 3.15 (on voit une divergence entre les vitesses de glissement maximales à partir de  $L=200\text{m}$ ). La zone d'initiation nécessaire en 3D est de taille supérieure<sup>2</sup> à celle utilisée en 2D. Son rayon est de 180m (contre 100m en 2D). Sur la faille, pour que la phase propagative soit la plus grande possible, on se limite à une zone de nucléation (zone prête à casser, où la résistance est égale à la contrainte cisailante initiale) du rayon le plus faible possible (ici 54m), par un artifice : on augmente sensiblement la chute de contrainte sur la zone (celle-ci passe à 25MPa, contre 10MPa ailleurs). Cela pose un problème si l'on étudie le profil de glissement, car ce changement de chute de contrainte augmente le glissement artificiellement à cet endroit, mais il a l'avantage de créer le surplus de déformation nécessaire à la rupture de la faille alentour, pour une taille de zone de nucléation réduite. Le reste de la zone d'initiation voit la résistance augmenter linéairement jusqu'à la valeur voulue pour le reste de la faille, au-delà de 180m de propagation. Lorsque les paramètres impliquent un tel cas de figure (taille de la zone de nucléation inférieure à la taille de la zone d'initiation), cette astuce permet de limiter les effets de l'initiation sur la propagation de la rupture au minimum. Dans la suite, ce modèle sera parfois dénommé "petit modèle", en référence à ses dimensions spatiales.

En complément, nous proposons d'utiliser un modèle et un jeu de paramètres assez différents, avec une résolution plus grossière ( $\Delta x = 200\text{m}$ ), mais permettant de propager la rupture vers de plus grandes distances. La taille de la faille est ici de 60km par 60km. Cette configuration permet de compléter l'analyse du comportement phénoménologique du modèle plastique en 3D. Pour ce deuxième modèle, le pas de temps est de  $\Delta t = 4,8114 \cdot 10^{-3}\text{s}$ , la loi de friction possède une valeur de glissement critique d'affaiblissement de 1 mètre, un seuil de résistance statique à  $\tau_s = 80\text{MPa}$ , une contrainte initiale de  $\tau_0 = 65\text{MPa}$ , et une contrainte finale de  $\tau_d = 55\text{MPa}$ . La variation de contrainte ( $\Delta\sigma = 10\text{MPa}$ ) est ainsi identique au modèle 3D décrit précédemment et aux modèles 2D. Il en est de même pour le paramètre  $S$  ( $S = \frac{\tau_s - \tau_0}{\tau_0 - \tau_d}$ ) égal à 1,5. La contrainte normale agissant sur la faille est par contre ici de 100MPa. Pour terminer la description des paramètres utilisés,

---

<sup>2</sup>Le nombre sans dimension  $\kappa$  dépend de la géométrie du problème élastodynamique (voir chapitre suivant pour plus détails sur ce nombre).

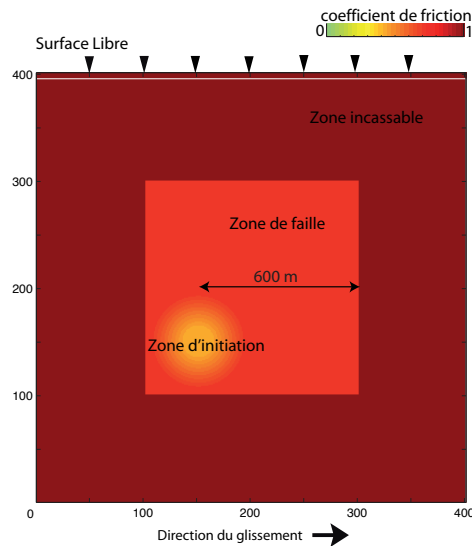


FIG. 4.2 ► Paramétrisation du modèle 3D de référence. Le paramètre montré ici est le seuil de résistance statique. Les axes sont gradués en nombre de points de calcul. L'hypocentre, situé au centre de la zone de nucléation (jaune), est décentré de façon à obtenir la distance de propagation maximale. La zone de nucléation (jaune) possède une résistance égale à la contrainte initiale sur la faille. La chute de contrainte y est volontairement plus élevée de façon à réduire sa taille. La zone d'initiation est plus grande que la zone de nucléation et présente une augmentation progressive de la résistance pour atteindre celle de la zone de faille. Le reste de la faille possède une résistance supérieure. Les zones incassables permettent d'arrêter la rupture ; celle-ci reste sous la surface libre (pas de rupture de surface).

la surface de plasticité est changée, dans le but de favoriser l'influence de la plasticité sur la dynamique du front de rupture : la cohésion n'est plus nulle, et passe à 30MPa, et le coefficient de frottement interne diminue pour passer à  $\tan\phi = 0,55$ . Ces changements ont pour but de compenser l'augmentation du pas d'espace, qui, dans ce modèle, est de l'ordre de grandeur de la taille de la zone plastifiée en 2D (voir figure 3.10) après 6km de propagation. Pour l'initiation, on utilise une simple zone de nucléation d'un diamètre de 5,6km, sur laquelle la résistance est égale à la contrainte initiale. On n'utilise pas d'"overshoot" comme dans le cas précédent pour accélérer la nucléation. L'augmentation de la taille de la zone d'initiation est simplement proportionnelle à l'augmentation de  $d_c$ . L'hypocentre de la rupture est décalé et localisé à un tiers de la longueur et un tiers de la largeur de la faille, de la même manière que pour le calcul précédent (voir figure 4.2), de façon à obtenir une distance de propagation maximale de 40km dans les deux directions (le modèle ne contient ni barrières incassables, ni surface libre). Dans la suite, nous nommerons à ce modèle : "grand modèle".

## 4.3 Caractéristiques des ruptures en milieu plastique 3D

### 4.3.1 Mouvements en surface

Les figures 4.3 à 4.8 montrent les formes d'ondes enregistrées en différents points de la surface, juste au dessus de la faille et non filtrées. Ces formes d'ondes en déplacement apparaissent très similaires entre le modèle élastique (en noir) et le modèle plastique (en rouge). On observe un léger décalage temporel lié à la différence de vitesse de rupture (voir section suivante). Pour les points localisés en surface dont nous analysons les mouvements sismiques, deux barrières sont émettrices d'ondes : la barrière horizontale située sous la surface, et la barrière verticale opposée à l'hypocentre (voir figure 4.11). Les deux pulses sont bien visibles sur les sismogrammes en vitesse de déplacement (obtenus par dérivation des déplacements) pour tous les points situés à gauche de la barrière de droite. Pour les points situés à droite, les deux ondes arrivent en même temps. Cet effet de directivité augmente considérablement l'amplitude des signaux. Il faut noter aussi une perte de symétrie visible sur les déplacements horizontaux parallèles à la faille (figure 4.4) et verticaux (figure 4.3). Ce phénomène est à rapprocher de la perte de symétrie observée dans le glissement absolu des deux blocs de failles à cause de la plasticité.

Sur l'ensemble de ces sismogrammes, la tendance est à la réduction des valeurs maximales enregistrées dans le modèle avec plasticité, notamment en vitesse de déplacement et en accélération. Après filtrage, Les vitesses de déplacement sont obtenues en dérivant en fonction du temps les sismogrammes en déplacement. Les accélérogrammes sont obtenus en dérivant en fonction du temps les vitesses de déplacement. Le filtrage minimum à appliquer est un filtrage passe-bas à 125Hz. En effet, la dispersion de la grille en différences finies (ordre 4) n'assure pas la propagation correcte des ondes dont la longueur d'onde est inférieure à 6 pas d'espace (Moczo *et al.*, 2000), soit 24m. La fréquence limite est obtenue en prenant en compte la vitesse des ondes de volume les plus lentes, qui est ici la vitesse des ondes S. En effet, la fréquence limite pour une onde plus rapide est nécessairement plus haute, et donc incluse par la limite imposée par l'onde la plus lente. Ainsi  $f_{max} = \beta/6\Delta x = 125\text{Hz}$ . En outre, afin d'obtenir des valeurs de pics d'accélération cohérentes avec les valeurs enregistrées pour les séismes, il convient de filtrer aux fréquences typiques des sismogrammes, qui sont beaucoup plus basses. On donne ainsi les valeurs des pics de vitesses et d'accélération obtenus après un filtrage passe-bas à 25Hz des déplacements. Ces valeurs restent

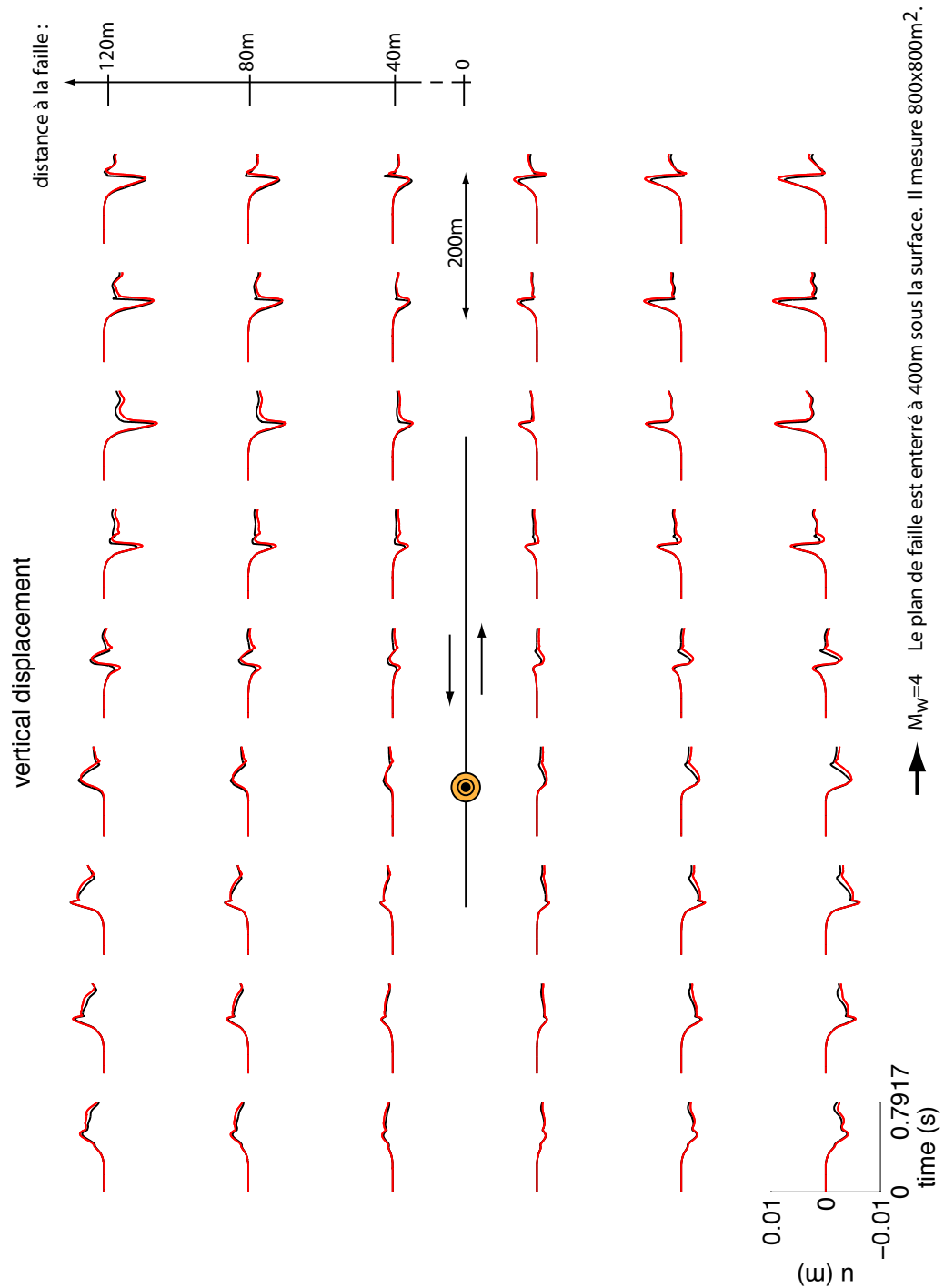


FIG. 4.3 ► Déplacement vertical en surface pour le modèle 3D avec aspérité enfouie. Les mouvements enregistrés dans le cas d'un milieu parfaitement élastique sont en noir, ceux enregistrés dans le cas du milieu possédant une limite élastique sont en rouge. La position des points d'enregistrement par rapport à la faille est indiquée. L'emplacement de la faille (ne casse pas la surface), de l'épicentre et le sens de déplacement sont indiqués.

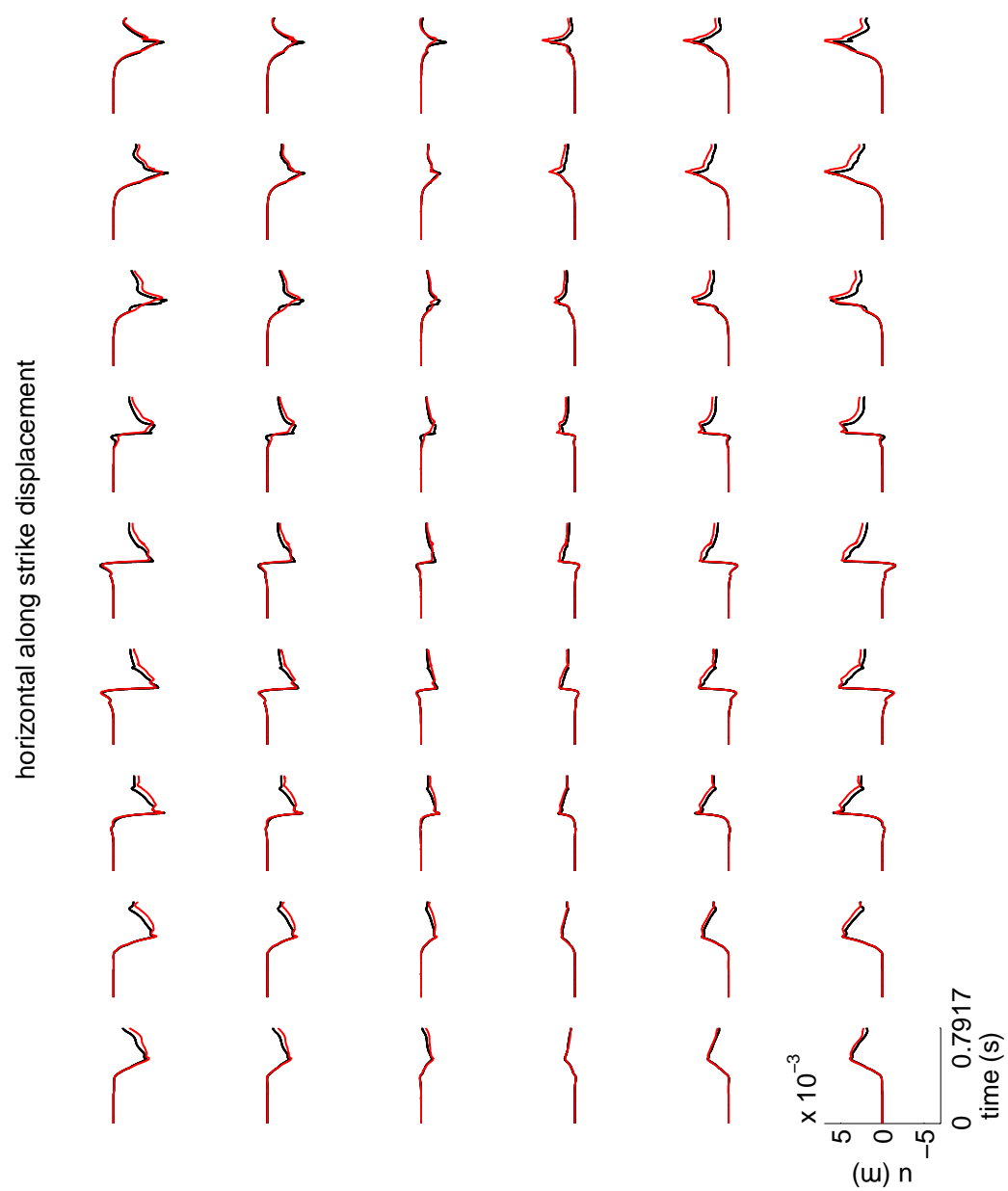


FIG. 4.4 ► Déplacement horizontal parallèle à la direction de la faille.

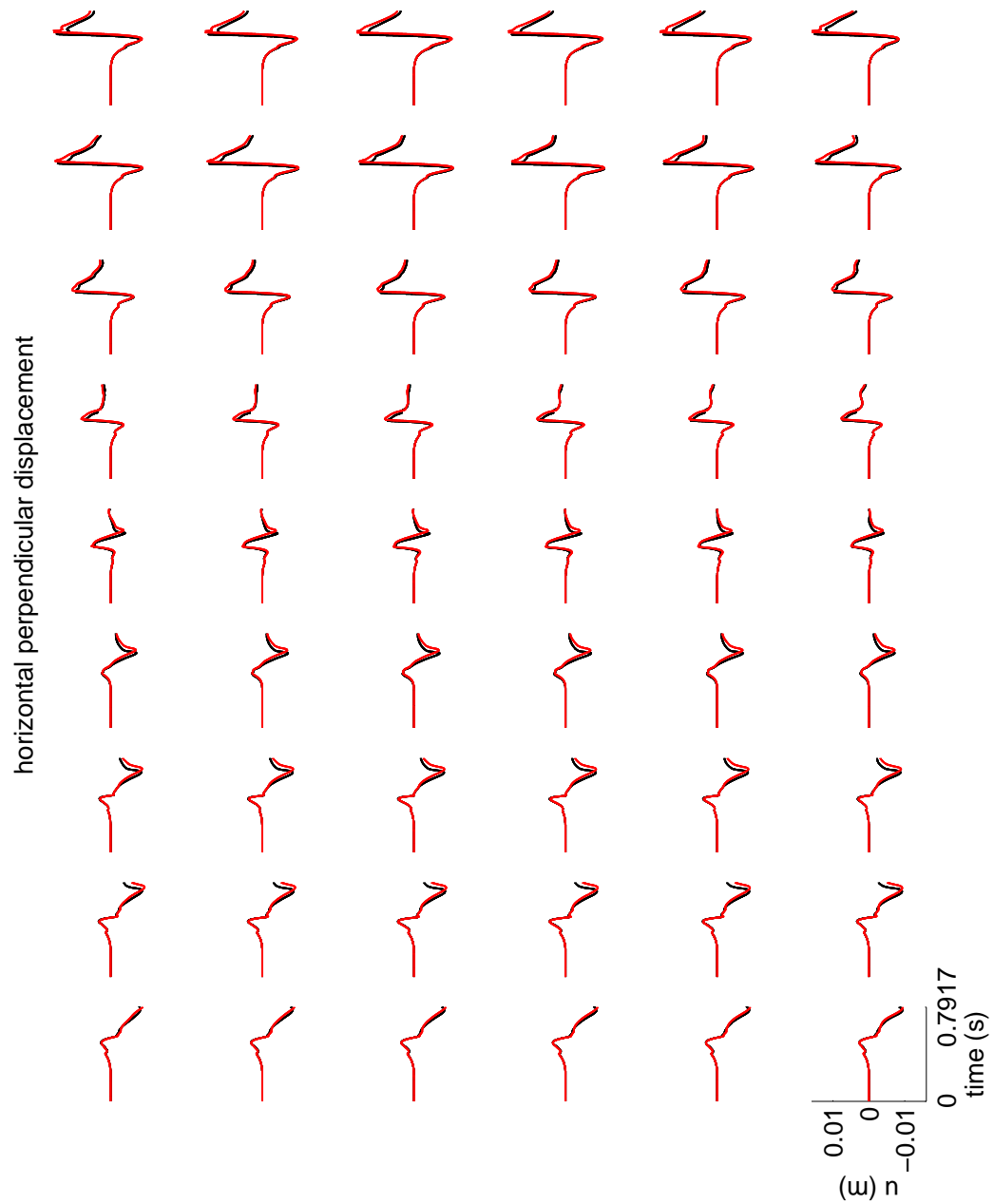


FIG. 4.5 ► Déplacement horizontal perpendiculaire à la direction de la faille.

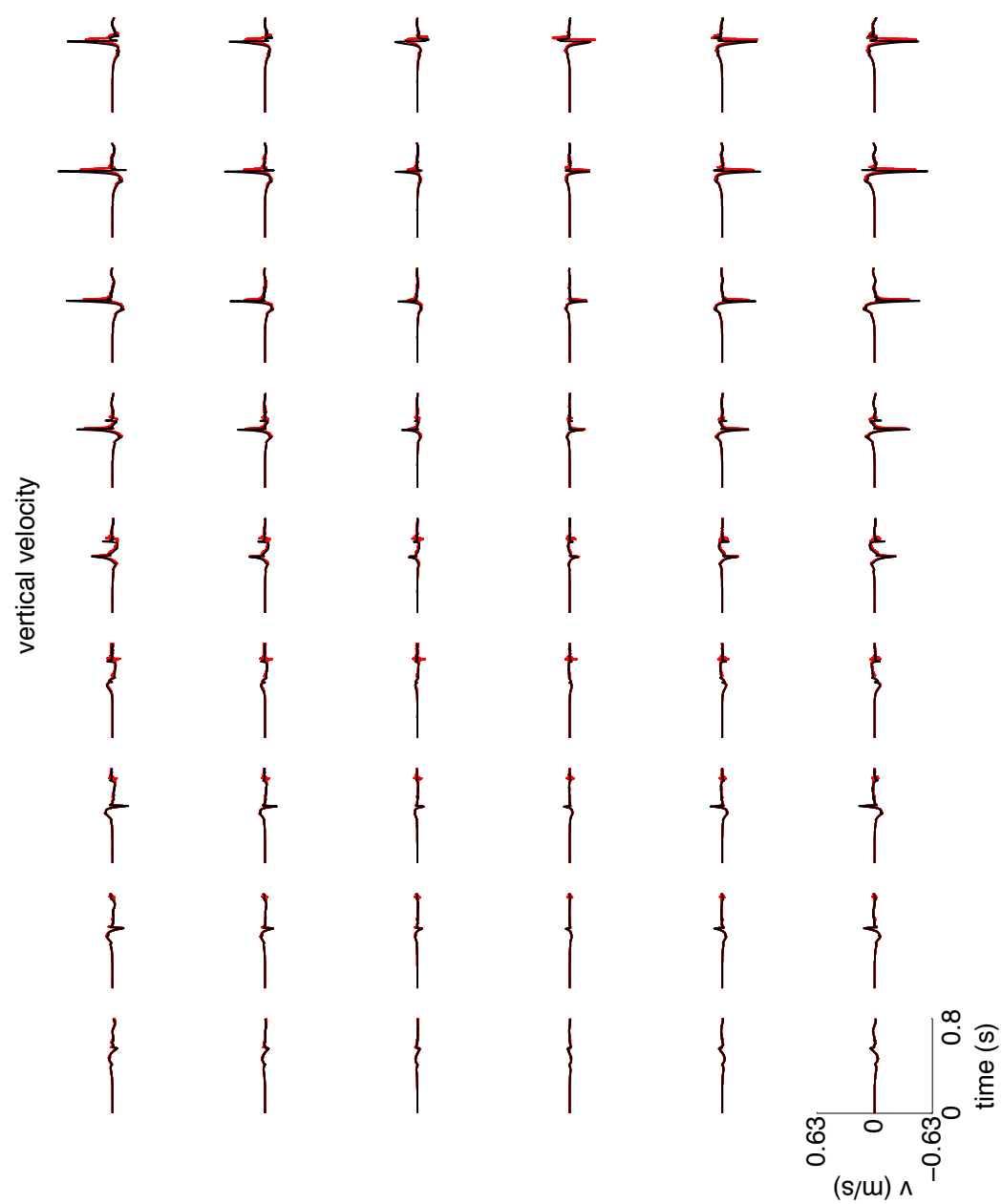


FIG. 4.6 ► Vitesse de déplacement vertical.



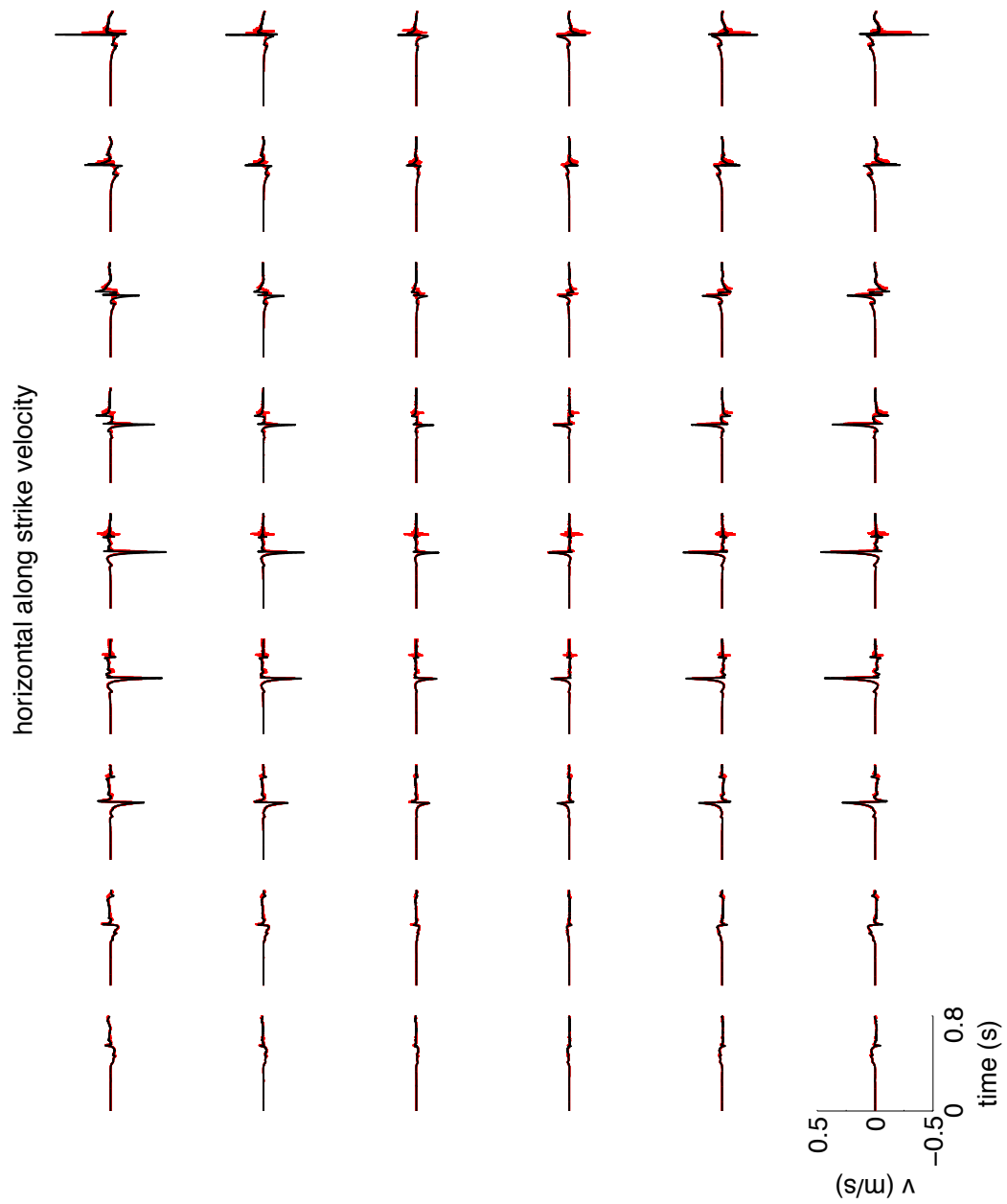


FIG. 4.7 ► Vitesse de déplacement horizontal parallèle à la direction de la faille.

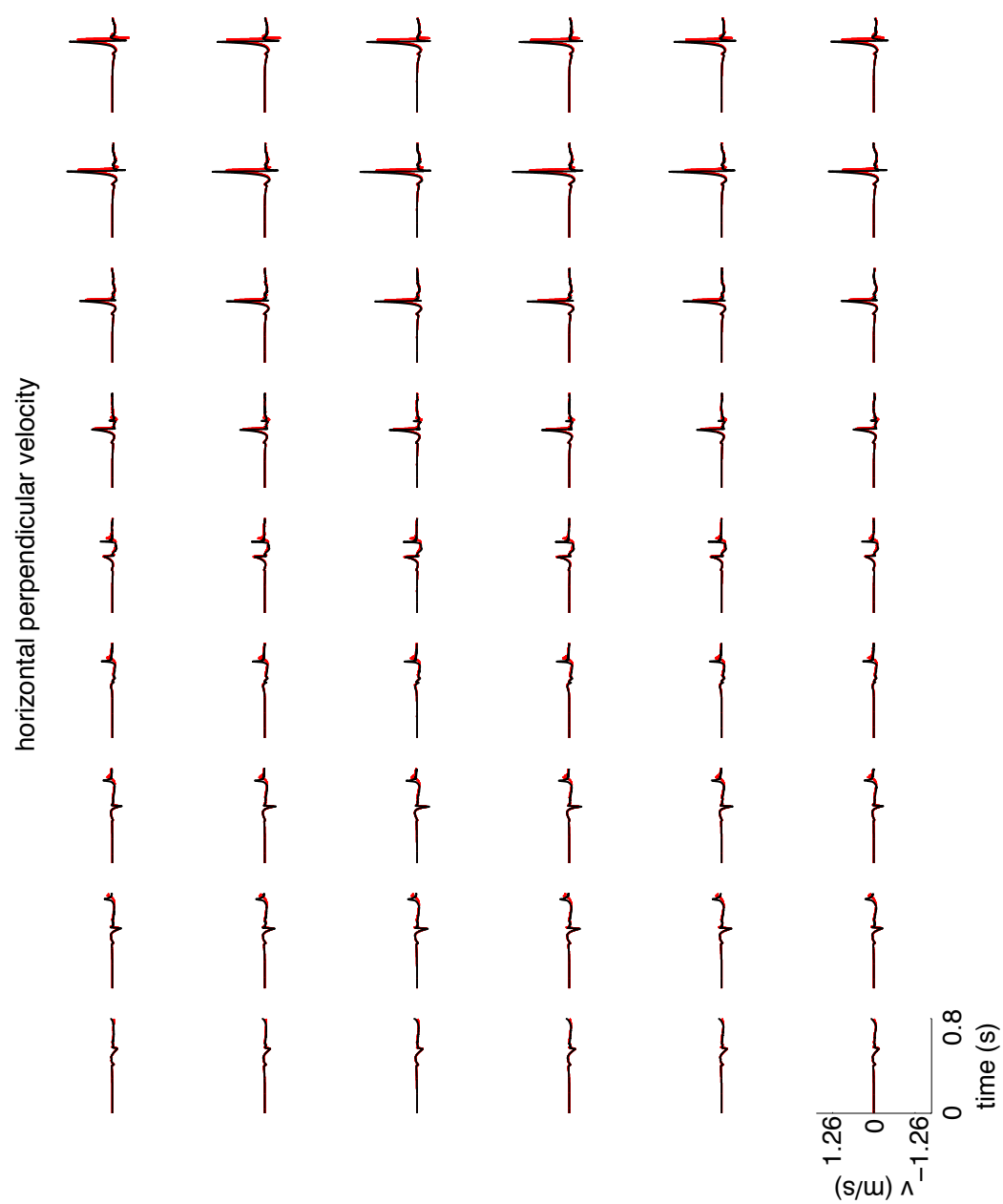


FIG. 4.8 ► Vitesse de déplacement horizontal perpendiculaire à la direction de la faille.

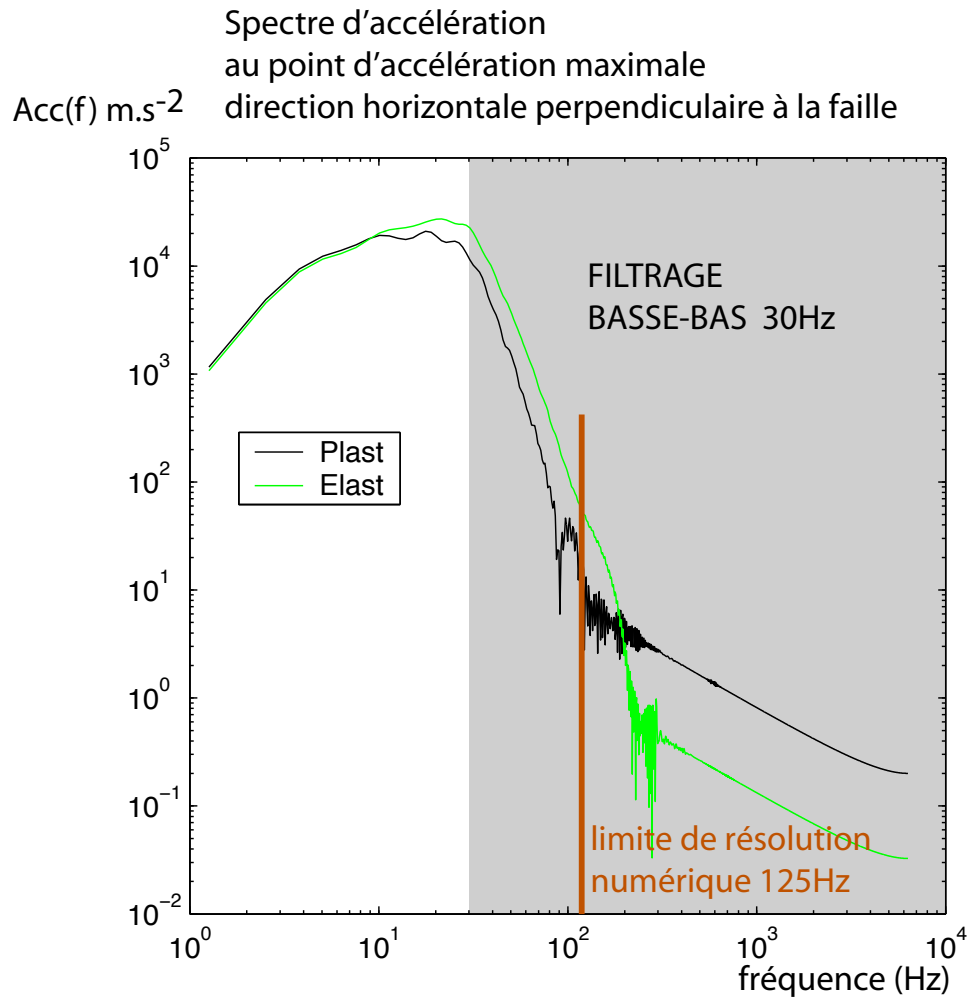


FIG. 4.9 ► Réduction de l'énergie spectrale de l'accélération maximale du sol dans le modèle plastique, par rapport au modèle élastique. Le spectre d'accélération horizontale du sol (direction perpendiculaire à la faille, la plus énergétique), d'un point situé à 200m au devant de la faille (directivité maximale) et à 40m de la faille latéralement, est ici filtré à 30Hz. A cette fréquence la différence d'énergie spectrale est de l'ordre de 40% entre plastique et élastique. Cette tendance est présente sur toute la gamme de fréquences qui porte de l'énergie, et augmente vers les plus hautes fréquences.

très élevées à cause de la fréquence de filtrage à 25Hz, et surtout à cause de la dynamique intrinsèque du modèle, qui présente une chute de contrainte importante de 10MPa. Pour une chute de contrainte de 1MPa, par exemple, soit dix fois plus faible, on obtiendrait une vitesse de glissement dix fois plus

faible, qui se répercuterait sur les sismogrammes. De plus, on se situe en champ très proche, à des distances bien inférieures à celle de la source, et notre modèle est parfaitement élastique, il n'y a pas d'atténuation des hautes fréquences. Pour toutes ces raisons, l'énergie spectrale des mouvements sismiques est distribuée entre 3 et 100Hz (modèle élastique, avant filtrage). On ne se situe donc pas dans un cas facilement comparable à un séisme réel (ici Mw 4). Néanmoins, on peut faire des comparaisons qualitatives des pics de vitesse de déplacement et d'accélération du sol, entre les modèles plastiques et élastiques. Les deux tableaux suivants résument cette information :

V max (filtrage 25Hz)	élastique	plastique	plastique/élastique
Vertical	0,34 m.s <sup>-1</sup>	0,26 m.s <sup>-1</sup>	0,76
Horiz. perp.	1,10 m.s <sup>-1</sup>	0,92 m.s <sup>-1</sup>	0,84
Horiz. par.	0,28 m.s <sup>-1</sup>	0,27 m.s <sup>-1</sup>	0,96

A max (filtrage 25Hz)	élastique	plastique	plastique/élastique
Vertical	27 m.s <sup>-2</sup>	23 m.s <sup>-2</sup>	0,84
Horiz. perp.	60 m.s <sup>-2</sup>	38 m.s <sup>-2</sup>	0,63
Horiz. par.	22 m.s <sup>-2</sup>	16 m.s <sup>-2</sup>	0,74

Les pics de vitesse simulés à la surface sont ainsi réduit de l'ordre de 5 à 25%. Les pics d'accélération sont quand à eux réduits de 15 à 35% dans le modèle plastique. Cette réduction dépend de la fréquence. Ainsi, les hautes fréquences subissent plus de réduction que les basses quand on passe de modèle plastique à élastique. Même si le calcul n'est pas représentatif d'un cas naturel (conditions initiales imposées pour la comparaison avec le cas 2D d'[Andrews \(2005\)](#)), on peut penser que ces conclusions restent vraies pour les cas réels.

### 4.3.2 Caractéristiques cinématiques de la rupture

L'histoire de la rupture du premier modèle décrit (petit modèle) est illustrée sur la figure [4.11](#). On constate, sur cette figure, que la différence de vitesse de propagation, dans la direction plane, entre modèles élastique et plastique est faible, mais significative : l'arrivée du front de rupture sur les bords de l'aspérité est retardée dans le modèle plastique. Qualitativement, ce résultat n'est pas différent de ceux obtenu avec les modèles 2D. On s'attend donc au moins à un décalage temporel entre les formes d'ondes issues des deux modèles, du fait de la différence de temps d'arrivée sur les bords de la faille. La figure [4.10](#) montre la progression du front de rupture dans les

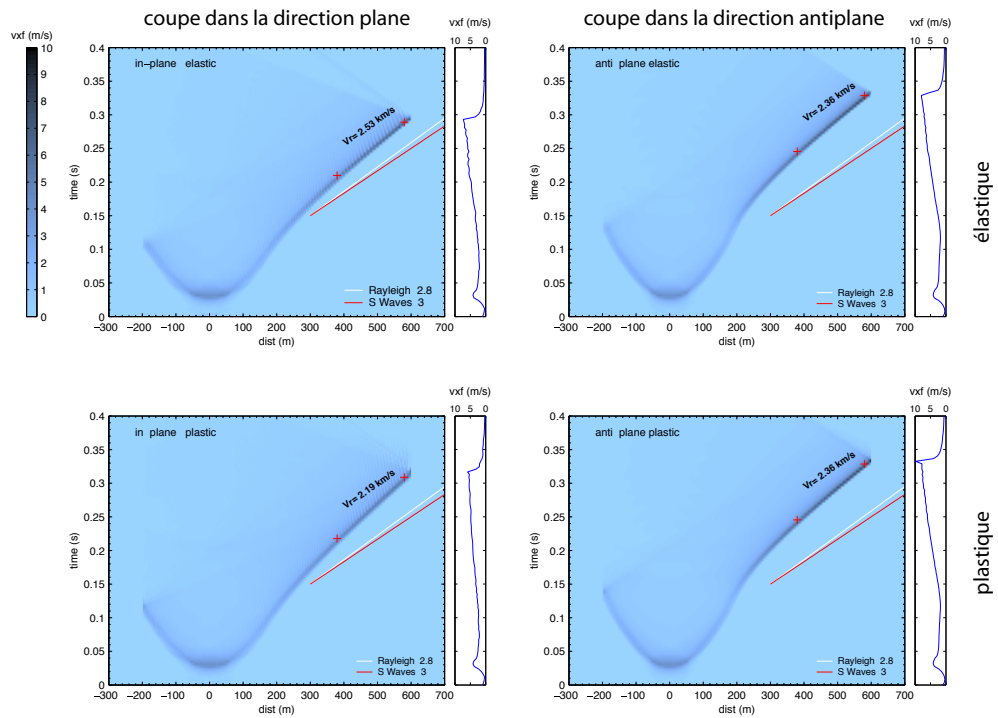


FIG. 4.10 ► Vitesse de glissement sur la faille au cours du temps et de la distance sur deux directions perpendiculaires pour le modèle élastique (en haut) et le modèle plastique (en bas). On a représenté, à l'instar des modèles 2D, l'évolution de la vitesse sur des coupes dans les direction purement plane (à gauche) et anti-plane (à droite) de la rupture. L'influence de la plasticité se manifeste ici surtout sur la direction plane (à gauche), et on constate que la vitesse de propagation de la rupture et la vitesse maximale de glissement (cartouches de droite) sont réduites dans le modèle plastique. Dans la direction anti-plane, on ne distingue pas de grandes différences. Enfin, le comportement des modèles face aux barrières incassables est différent. Dans les modèles plastiques, la réponse de la faille est étalée dans le temps (onde d'arrêt moins nette). On constate aussi un pic de vitesse de rupture au moment où le front de rupture arrive dans la barrière.

deux directions, plane (mode II) et anti-plane (mode III), du plan de faille. Grâce à ces coupes, on confirme la réduction de vitesse de rupture, au moins pour la propagation dans la direction plane (parallèle au glissement), où la vitesse de propagation passe de 2,5 km/s dans le modèle élastique à 2,2 km/s dans le modèle plastique. Il semble en effet que dans la direction anti-plane, la plasticité n'a pas beaucoup d'influence (vitesse de propagation identique). De façon similaire aux constatations issues des études 2D, on observe une réduction de la vitesse de glissement maximale due à la plasticité. Enfin, une

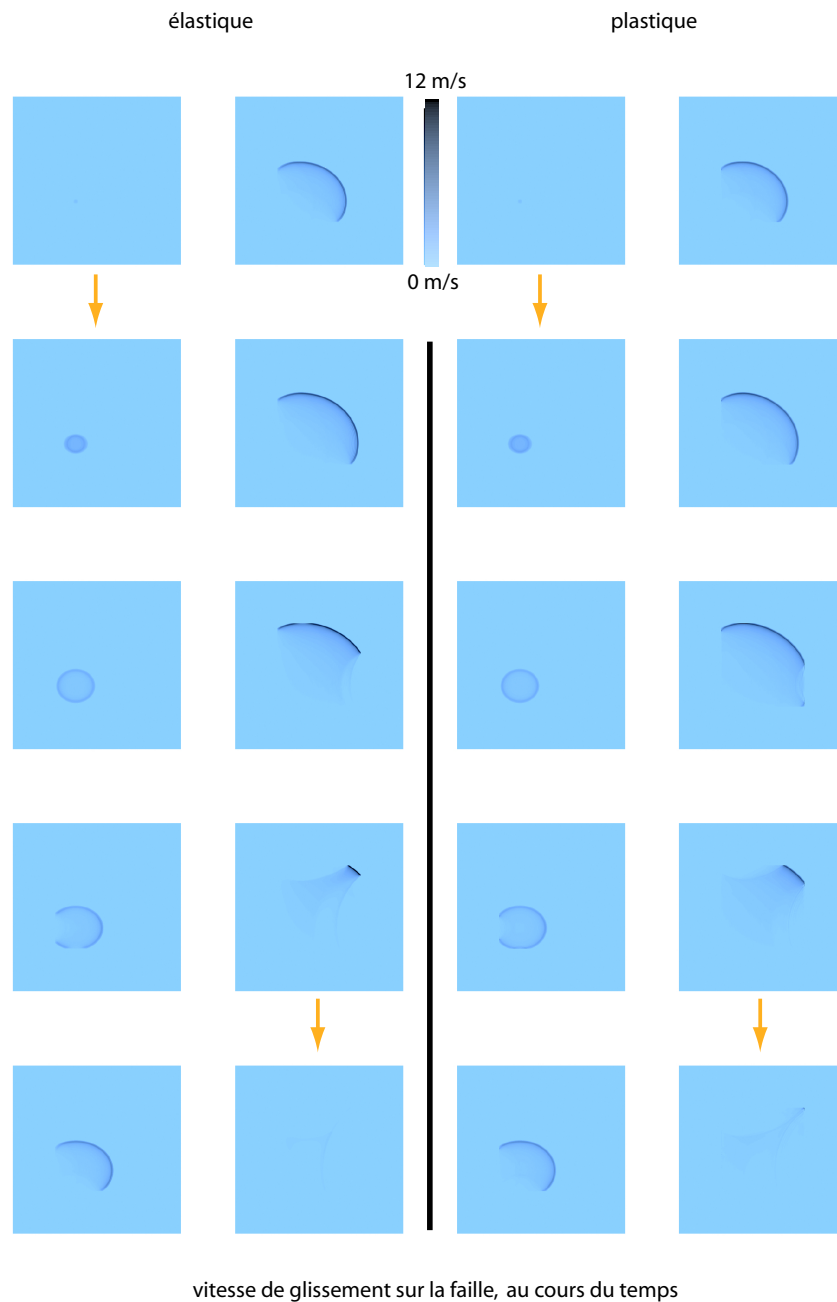
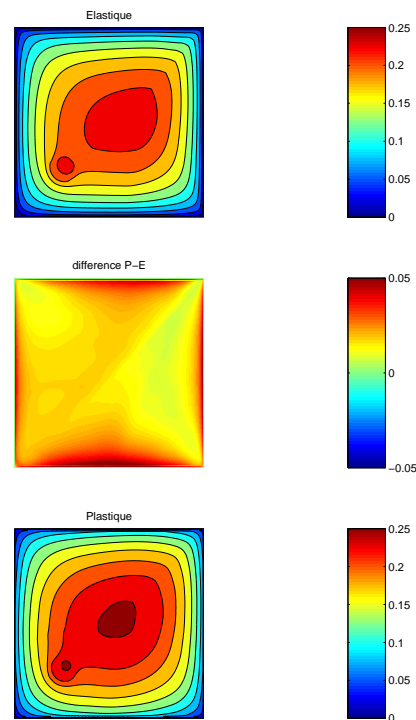


FIG. 4.11 ► Vitesse de glissement sur la faille au cours du temps pour le modèle élastique et le modèle plastique. Ce modèle 3D reprend les paramètres utilisés par [Andrews \(2005\)](#) en 2D. La zone qui glisse fait 800m de côté. La faille est enterrée à 400m sous la surface. On peut constater la différence de vitesse de propagation entre les deux modèles, principalement en comparant les temps d'impact du front de rupture sur les barrières limitant l'aspérité. Le front de rupture dans le modèle plastique est en retard sur celui du modèle élastique.

dernière remarque peut être faite concernant l'interaction avec les barrières qui bordent l'aspérité. Dans le modèle incluant la plasticité du milieu entourant la faille (y compris la barrière), les ondes d'arrêt sont moins nettes que dans le modèle plastique. Ce phénomène avait déjà été vu dans les cas 2D mais nous n'avions pas insisté sur cette caractéristique, qui revêt ici une teneur particulière du fait de l'étude des ondes émises dans le milieu. En effet, les ondes enregistrées en surface sont générées, pour leur partie la plus énergétique, lorsque le front de rupture rencontre une barrière.

**FIG. 4.12** ► Comparaison du glissement final (en mètres) pour le modèle plastique (en bas) et le modèle élastique (en haut). La différence entre les deux profils est représentée au centre. Elle est maximum sur les bords du modèle. Sur les profils de glissement, le pic visible en bas à gauche de la faille marque l'hypocentre et témoigne de l'augmentation artificielle (nucléation plus rapide) de la chute de contrainte en cet endroit. L'augmentation de glissement maximum en faveur du modèle plastique, au centre de l'aspérité, est d'environ 5%.



Les profils de déplacement statique sont montrés sur la figure 4.12. Le glissement est plus important sur le modèle plastique, comme observé dans les cas 2D. La différence entre les deux profils n'est pas répartie de façon homogène sur la faille. C'est la plasticité, active dans la partie de la faille située à droite de l'hypocentre, qui limite le glissement et réduit l'écart observé entre les deux modèles. La différence est surtout marquée à proximité des barrières, comme on l'avait observé sur les profils 2D. Notons que cette fois, il n'y a pas de glissement dans les barrières. En définitive, on peut supposer que la tendance globale à l'augmentation du glissement pour le modèle plastique s'explique par une plus longue durée du glissement sur la faille.

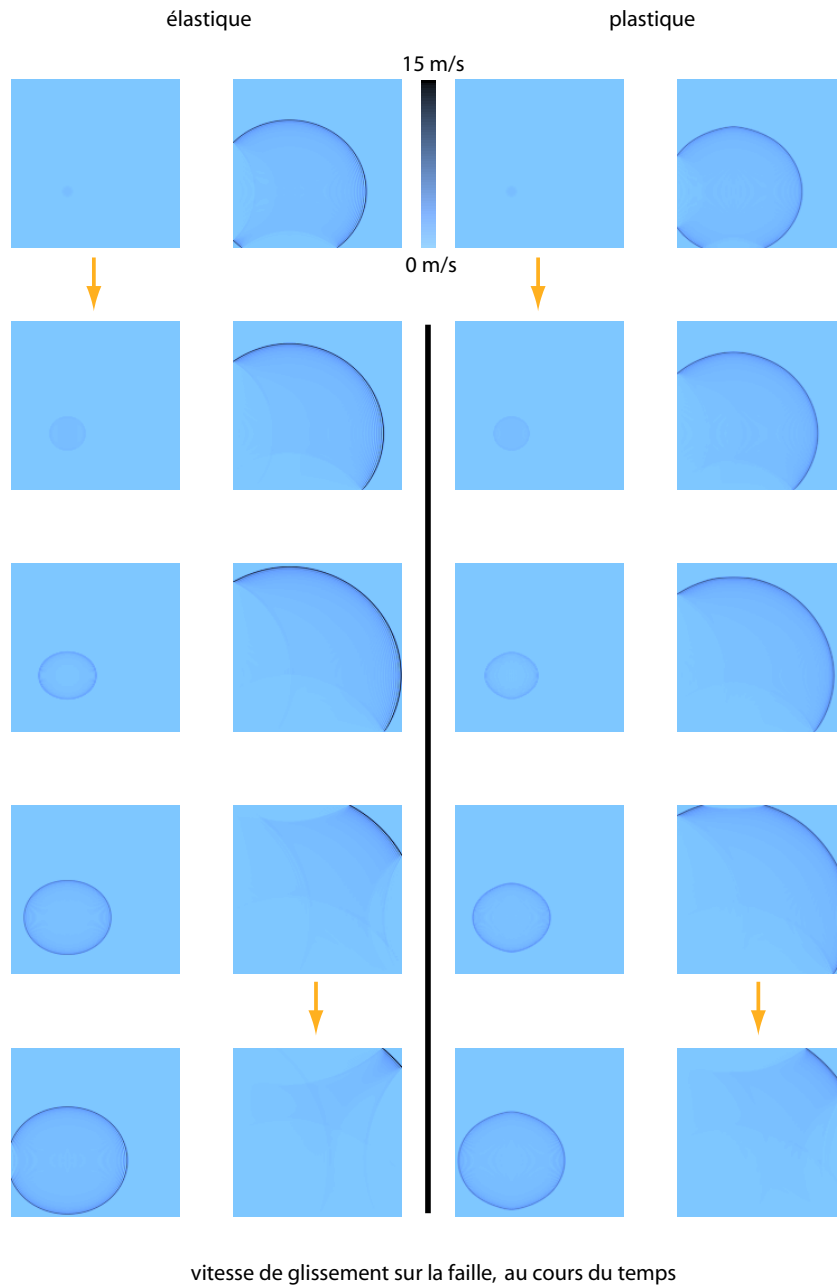


FIG. 4.13 ► Vitesse de glissement sur la faille au cours du temps pour le grand modèle élastique et le grand modèle plastique. On peut constater la différence de vitesse de propagation entre les deux modèles, en comparant par exemple les temps d'arrivée du front de rupture au bord du modèle. Le front de rupture dans le modèle plastique est en retard sur celui du modèle élastique. Il s'arrondit plus tôt.



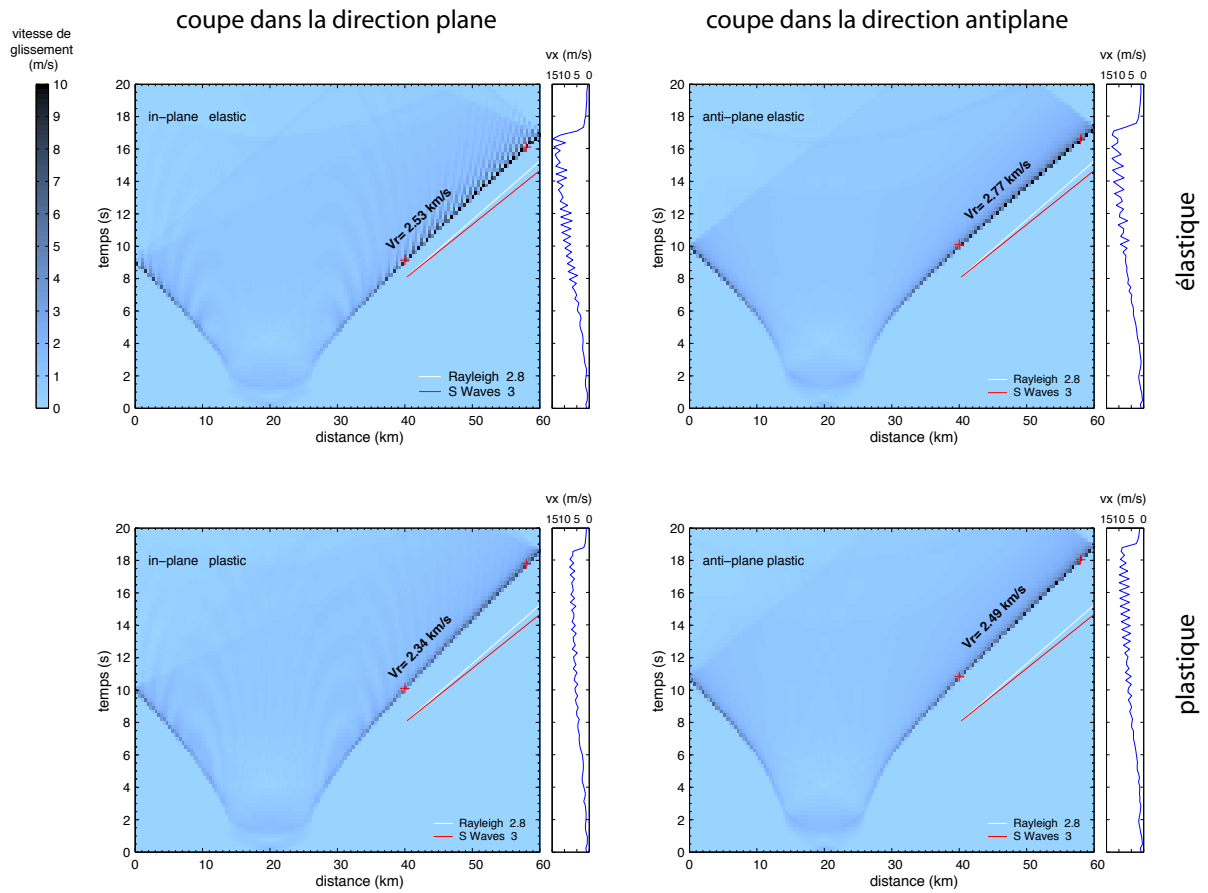


FIG. 4.14 ► Vitesse de glissement sur la faille au cours du temps et de la distance sur deux directions perpendiculaires pour le modèle élastique (en haut) et le modèle plastique (en bas). On a représenté, à l'instar des modèles 2D, l'évolution de la vitesse sur des coupes dans les directions purement plane (à gauche) et anti-plane (à droite) de la rupture. L'influence de la plasticité se manifeste sur les deux directions : on constate que la vitesse de propagation de la rupture et la vitesse maximale de glissement (cartouches de droite) sont réduites dans le modèle plastique.

Dans le cas du deuxième modèle, plus grand, nous ne pouvons tirer de conclusions sur les profils de glissement, car celui-ci ne possède pas de barrières incassables en limite d'aspérité. Il n'est donc pas judicieux d'étudier autre chose que la propagation de la rupture avec ce modèle. Malgré la perte de résolution consécutive du changement d'échelle entre ce modèle et le modèle précédent, la propagation de la rupture possède les caractéristiques précédemment décrites pour le petit modèle, à savoir, une limitation de la vitesse de propagation et de la vitesse de glissement au front de rupture dans le cas

d'un milieu avec saturation plastique. Les figures 4.13 et 4.14 montrent l'évolution spatio-temporelle de la rupture en détail. On constate que la plasticité agit cette fois dans les deux directions perpendiculaires de propagation. Son action semble toutefois moins forte dans la direction anti-plane. Cela explique que l'on ne voit aucune saturation plastique sur le premier modèle présenté dans cette direction. On voit d'ailleurs clairement sur la figure 4.13 l'influence de la plasticité et l'impact de ce décalage entre les deux directions sur la forme du front de rupture : la plasticité agit plus fortement sur le front se propageant horizontalement, elle retarde le front de rupture qui perd sa forme elliptique caractéristique, en s'arrondissant.

### 4.3.3 Energie de plasticité

Le modèle le plus pratique pour étudier les caractéristiques de la saturation plastique est le grand modèle. Ce dernier montre une saturation de la vitesse de rupture et de glissement dans les deux directions plane et anti-plane. La figure 4.15 montre la distribution spatiale de l'énergie dissipée en plasticité dans le volume entourant la faille, par coupes et sommations.

Comme nous l'avons observé pour les cas 2D étudiés aux chapitres précédents, la répartition spatiale de la zone plastifiée autour de la faille s'étend de façon symétrique ou asymétrique en fonction du mode de rupture. La figure 4.15-a,b,c montre comment cette caractéristique se retrouve dans le modèle 3D. Contrairement au petit modèle 3D utilisé pour calculer les mouvements du sol, la plasticité agit ici clairement sur les deux directions de propagation, comme constaté sur les vitesses de glissement (figure 4.14). Toutefois, d'après l'augmentation de l'épaisseur de la zone plastifiée et d'après la quantité relative d'énergie dissipée selon la direction de propagation, la direction plane semble être la direction préférentielle de dissipation. Cette différence, non visible sur les modèles 2D, prouve que la dépendance à la pression du critère d'anélasticité contrôle fortement le processus. Ceci est cohérent avec le formalisme simple des critères de rupture, mais peut aussi rejeter l'enjeu du problème de réponse plastique du milieu sur la compréhension d'autres mécanismes tels que les effets poro-élastiques dans les milieux fracturés saturés, et plus largement sur tous les phénomènes associés aux variations de contraintes normales dans la fracturation.

La valeurs des paramètres utilisés dans le modèle 3D et dans les modèles 2D (chapitre précédent) étant identiques, on peut comparer les valeurs de

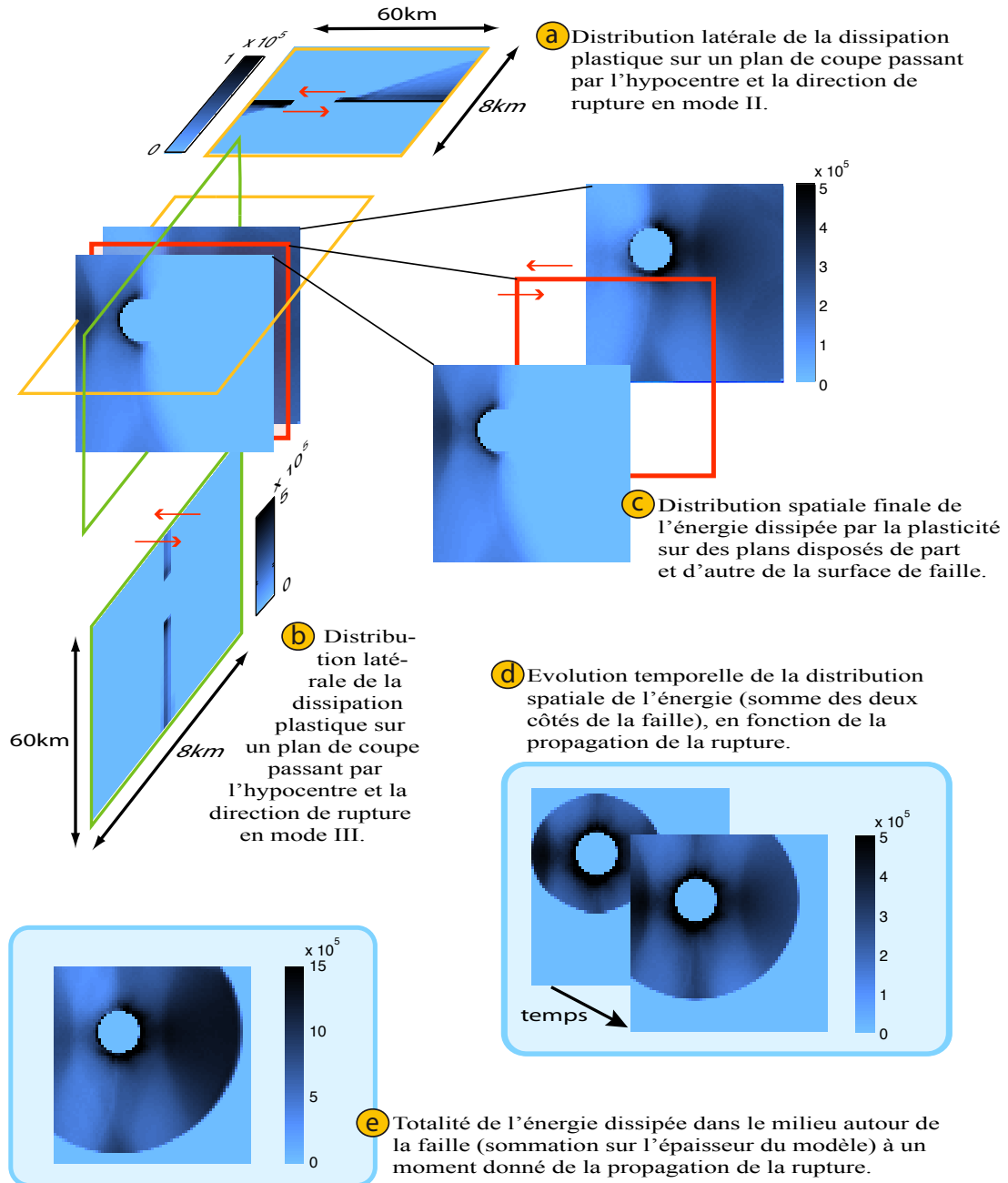


FIG. 4.15 ► Distribution spatiale de la dissipation plastique autour de la faille. Les différentes coupes a et b permettent de comparer la géométrie de la distribution spatiale par rapport aux cas 2D. La figure c met en évidence la dissymétrie par rapport au plan de faille, contrôlée par la portion de mode II (asymétrie) et III (symétrie). La figure d montre l'évolution, avec la propagation de la rupture, de la quantité d'énergie dissipée de part et d'autre de la faille (somme sur les deux tranches directement collées à la faille). Enfin, la figure e montre la sommation sur l'intégralité de l'épaisseur du modèle. L'unité de l'énergie dissipée est arbitraire (énergie par quantité de volume).

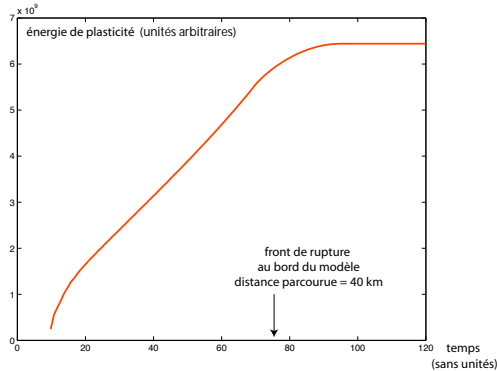


FIG. 4.16 ► Augmentation de l'énergie totale dissipée de façon plastique dans le milieu (voir figure 4.15-e) en fonction du temps, et donc en fonction de la distance parcourue par la rupture (grand modèle). L'augmentation est proche d'être linéaire sur cet intervalle de tailles. Les niveaux d'énergie sont comparables à une énergie de fracturation (par unité de surface).

l'épaississement<sup>3</sup> de la zone plastique dans chacun des cas. L'épaisseur de la zone plastique (figure 4.15-a,b) dans la direction plane est en accord avec les valeurs trouvées en 2D plan. En effet, on trouvait alors une épaisseur de 500m pour 6km de propagation. Cela correspond à un rapport épaisseur/longueur proche de 0,1, de même qu'ici, en 3D, où l'on trouve une épaisseur de 4km pour 40km de propagation. En mode III par contre, l'épaisseur mobilisée est beaucoup plus faible en 3D qu'en 2D, et ce, pour le même jeu de paramètres.

La figure 4.15-d,e montre, par une sommation des tranches parallèles à la faille, l'évolution de la plasticité dans le milieu en fonction de la taille de la rupture. On remarque que la quantité d'énergie dissipée n'est pas répartie de façon homogène latéralement sur le plan de faille. Pour comparer ces résultats avec la 2D, nous avons réalisé une moyenne de la quantité d'énergie dissipée autour de la faille en fonction de la distance rompue (intégration sur des disques concentriques). La figure 4.16 montre que cette quantité d'énergie augmente presque linéairement avec la taille de la rupture. On retrouve donc le caractère auto-similaire observé en 2D. En outre, grâce au petit modèle, nous pouvons comparer quantitativement nos résultats 3D avec ceux d'Andrews (2005) en 2D. Dans son modèle, Andrews (2005) détermine que le taux d'augmentation est de  $1\text{M.J}^{-2}$  par kilomètre (voir sa figure 8). Pour le modèle 3D, sur la direction plane, nous constatons une augmentation du même ordre de grandeur (figure 4.17). L'hétérogénéité de la distribution spatiale de la dissipation étant caractérisée par un maximum dans la direction plane, et un minimum dans la direction anti-plane, la variation globale de l'énergie dissipée à mesure que la rupture grandit varie moins vite en 3D

<sup>3</sup>Comme observé dans le chapitre précédent, cet épaississement dépend des paramètres du modèle, et notamment de ceux de la surface de plasticité.

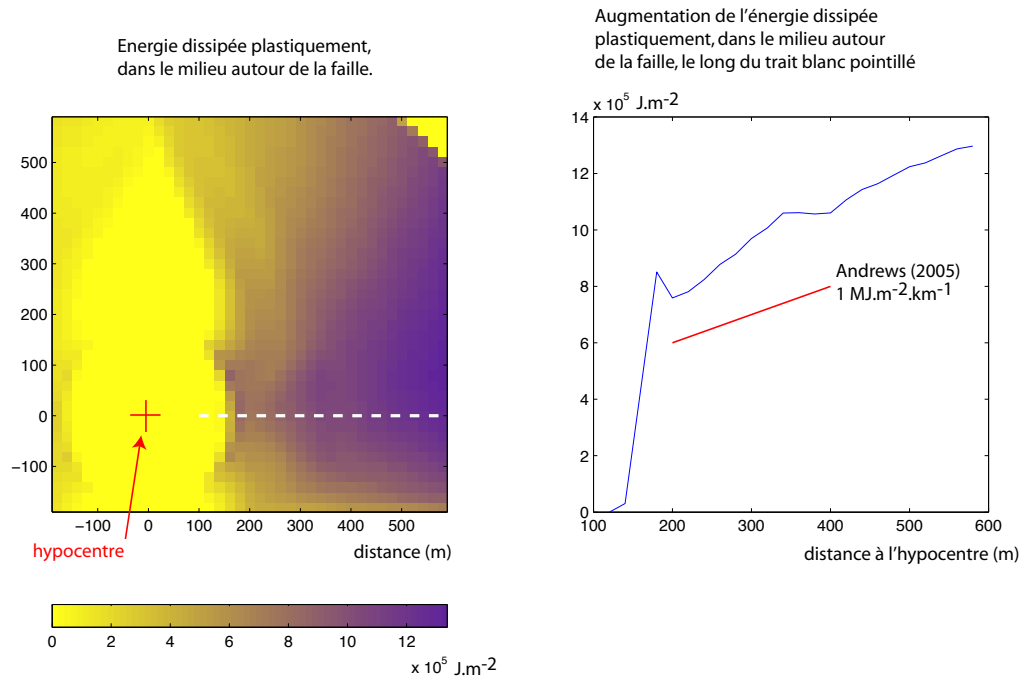


FIG. 4.17 ► Augmentation de l'énergie dissipée de façon plastique dans le milieu en fonction de la distance à l'hypocentre selon la direction plane du petit modèle 3D (trait pointillé blanc). On retrouve un taux d'augmentation similaire à celui d'Andrews (2005) en 2D plan. Cette augmentation de l'énergie de fracturation dans la direction plane représente la borne supérieure du taux d'augmentation intégré sur la faille, nécessairement plus faible.

qu'en 2D.

#### 4.4 Discussion : importance de la prise en compte de la plasticité pour les estimations de mouvement du sol

La plasticité réduit fortement l'amplitude des ondes à la surface, en champ proche, notamment à haute fréquence. Même si ces conclusions ne sont pas directement comparables à un cas naturel, on peut se demander dans quelle mesure elles sont extrapolables aux traditionnels PGV et PGA qui quantifient l'amplitude maximale des mouvements sismiques, dans des gammes de

fréquences plus basses et en champ lointain. Ces valeurs extrêmes des amplitudes de vitesse et d'accélération du sol sont deux paramètres majeurs des études de risques sismiques. Le PGV est souvent considéré comme la valeur la mieux corrélée aux dégâts observés, à la suite d'un séisme, du fait de sa gamme de fréquence relativement proche de celle des structures bâties. Le PGA, quant à lui, est un paramètre essentiel de l'affichage du niveau d'aléa sismique. Même s'ils ne sont que des indicateurs parmi d'autres, ils restent des paramètres fondamentaux à quantifier physiquement. La question de leurs valeurs extrêmes est actuellement fortement débattue. En effet, pour l'heure, les estimations probabilistes, autorisent pour des temps de récurrence très long, des valeurs d'accélération très importante, bien au-delà de ce qui est enregistré actuellement, même exceptionnellement (voir [Stepp et al., 2001](#)). La détermination de facteurs physiques limitant l'accélération maximale du sol est déterminante. Il convient donc de déterminer si la réduction que nous avons observé de plusieurs dizaines de pourcents, due à la plasticité, est limitée aux hautes fréquences que nous avons modélisées, et qui sont normalement atténuées par la propagation des ondes, ou si elle est extrapolable aux fréquences qui intéressent directement les ingénieurs (de l'ordre du Hertz). Il faudra donc réaliser des études plus réalistes en terme de mouvement sismique.

Deux phénomènes peuvent expliquer la réduction des pics. Les ondes étant générées aux barrières, on peut concevoir que le comportement anélastique de celles-ci, qui par ailleurs, perturbe significativement la signature des ondes d'arrêt (figure 4.10), perturbe également fortement le contenu fréquentiel et l'amplitude des signaux émis vers la surface. On peut aussi souligner le fait que la vitesse maximale de glissement est fortement diminuée par la plasticité (dans ce modèle, de 15%). Or cette diminution est relativement d'autant plus forte que la taille de la faille est grande, car la vitesse de glissement sature au lieu d'augmenter continuellement avec la distance de propagation. On peut donc s'attendre à ce que l'importance du phénomène de saturation de la vitesse de glissement s'amplifie pour des tailles de faille plus grandes, même si dans le cas présenté ici, il n'est pas le seul responsable. L'extrapolation de ces résultats à l'échelle des tremblements de terre n'est donc pas triviale, et requiert des études plus poussées, mais, de toute évidence, la plasticité du milieu entourant la faille est un phénomène critique dans l'estimation des caractéristiques du mouvement du sol, et de leur dangerosité.

Pour résumer :

- En 3D, la plasticité agit de façon similaire à ce qui a été observé dans les modèles 2D : la dynamique de la rupture est perturbée, la vitesse maximale de glissement sur la faille est limitée, la vitesse de propagation réduite. Ces effets se font d'abord sentir sur la direction de propagation parallèle au sens du glissement (rupture en mode II).
- L'amplitude des ondes arrivant en surface est fortement diminuée. On constate une réduction de 25% du pic de vitesse (PGV) et de 50% du pic d'accélération (PGA). Cela est dû à l'effet de la plasticité sur les caractéristiques cinématiques de la rupture et sur l'interaction du front de rupture avec les barrières.
- La quantité d'énergie dissipée dans les processus anélastiques à l'extérieur de la faille augmente en moyenne de façon linéaire avec la distance de propagation de la rupture, comme en 2D, mais moins vite.

## Chapitre 5

---

Plasticité autour de la zone de  
faille et barrières : études 2D



## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Configuration des modèles</b>	<b>114</b>
<b>5.2</b>	<b>Influence de la plasticité sur le franchissement des barrières</b>	<b>115</b>
<b>5.3</b>	<b>Critère de propagation de la rupture : <math>\kappa</math></b>	<b>118</b>
<b>5.4</b>	<b>Discussion</b>	<b>120</b>
	<b>Résumé</b>	<b>126</b>

---

Les deux chapitres précédents nous ont permis d'établir les caractéristiques de la propagation de la rupture dans un milieu au comportement élasto-plastique, aux propriétés homogènes. La modification des principales caractéristiques de la rupture indique une tendance à la stabilisation de la rupture (vitesse de propagation diminuée, vitesse de glissement maximale diminuée, pics de vitesse et d'accélération en surface diminués). Or on sait que l'hypothèse de départ qui considère les caractéristiques de la loi de friction et de la contrainte sur la faille comme étant homogènes est grandement simplificatrice. Quelles vont être les conséquences de la plasticité du milieu sur la rupture d'une interface hétérogène ? Dans ce chapitre, pour répondre à cette question, nous ajoutons un simple changement de résistance à la rupture (changement d'énergie de fracturation) et comparons les modèles plastiques et élastiques (élastodynamique 2D uniquement).

## 5.1 Configuration des modèles

Nous reprenons ici la géométrie 2D employée dans le chapitre 3. Nous utiliserons des configurations en mode II et III. La paramétrisation des modèles (conditions initiales, loi de friction, surface de plasticité) est identique (voir tableau 3.1). A l'instar des modèles qui servaient à étudier les profils de glissement à l'issue de l'arrêt de la rupture, nous incluons une barrière via un changement du seuil de résistance statique  $\mu_s$  sur le plan de faille. Selon les modèles, le positionnement ou l'ampleur de cette augmentation de résistance varie.

Dans un premier temps, nous faisons varier la résistance d'une barrière de localisation fixe. Et dans un deuxième temps, c'est la localisation de la barrière qui varie sans que varie son intensité. Pour chacun des cas, on réalise un calcul en milieu élastique et un calcul en milieu plastique pour comparaison.

## 5.2 Influence de la plasticité sur le franchissement des barrières

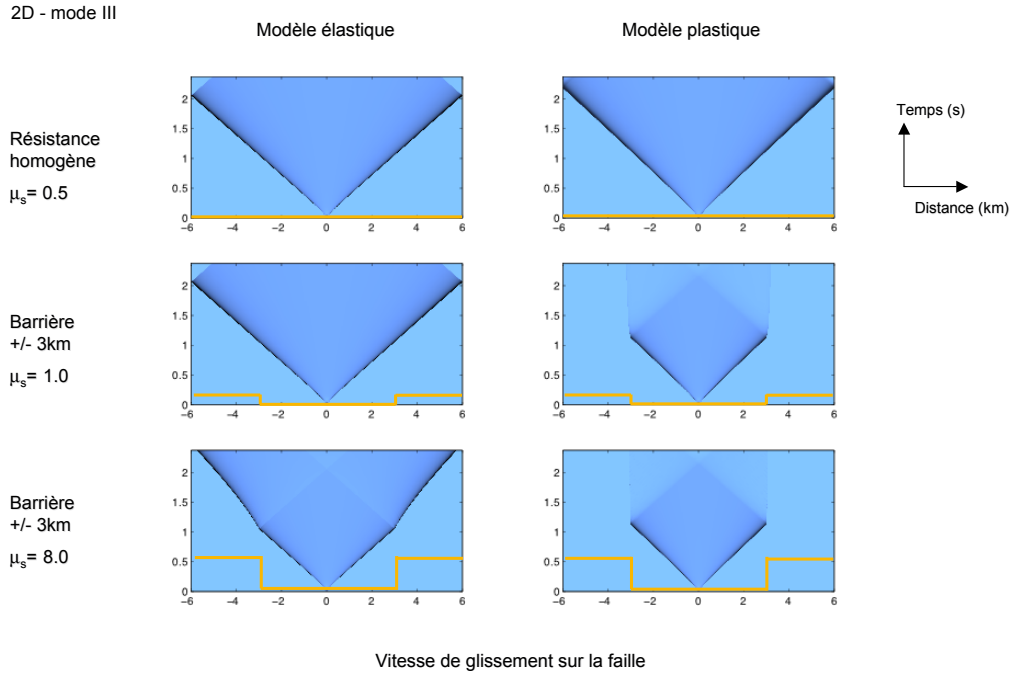


FIG. 5.1 ► Vitesse de glissement en fonction du temps et de la distance de propagation. Cas des modèles élastiques (colonne de gauche) et plastiques (colonne de droite). En orange, on a figuré schématiquement le profil de résistance à la rupture (coefficient de friction statique  $\mu_s$ ). La première ligne figure un modèle parfaitement homogène tels que ceux décrits au chapitre précédent. Les deux lignes suivantes figurent des cas où l'on a inclus un changement de coefficient de friction statique (résistance à la rupture) après 3km de propagation dans un milieu homogène. L'effet de la barrière (ralentissement de la propagation, émission d'une onde d'arrêt) n'est visible que si la barrière est relativement forte dans le cas élastique. Au contraire, dans le cas plastique, la sensibilité à la barrière est beaucoup plus grande, provoquant ici l'arrêt de la propagation de la rupture.

La figure 5.1 montre que l'influence d'une barrière sur la rupture, pour une distance à l'hypocentre donnée, dépend de son amplitude. Ceci est illustré par le comportement de la rupture pour les cas élastiques : des deux barrières testées, celle qui est la plus forte est celle qui a le plus d'influence sur la rupture, ralentissant sa propagation. Ce constat assez intuitif n'est pas remis en cause par la plasticité, mais l'on constate que le comportement de la rupture est très différent du cas élastique. En effet, alors que le changement d'énergie de fracturation n'avait que peu influencé la capacité de la rupture à

se propager dans les cas élastiques (éventuellement un ralentissement), celui-ci provoque un arrêt définitif de la rupture dans les modèles à comportement plastique. On constate donc que les barrières sont beaucoup plus efficaces dans le cas plastique : la transition ralentissement/arrêt se situant probablement à un niveau de barrière plus faible que ceux testés. Visiblement, la plasticité modifie donc énormément le bilan énergétique de la rupture.

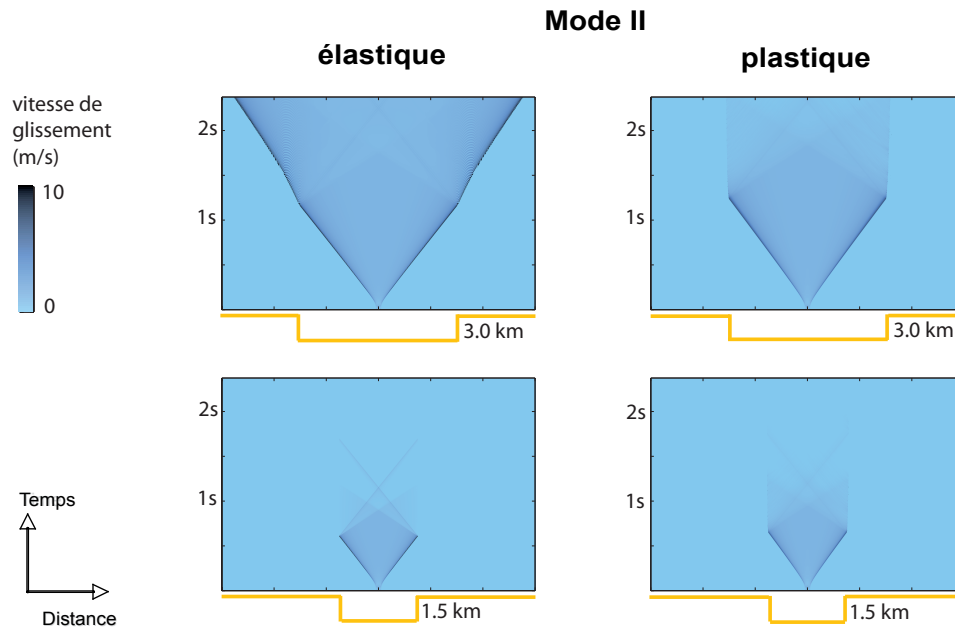


FIG. 5.2 ► Influence du positionnement des barrières sur l'arrêt de la rupture. Dans le cas élastique (colonne de gauche), la position de la barrière détermine son rôle. La même barrière, rencontrée à un stade précoce de la rupture peut l'arrêter, alors que, placée à une distance deux fois plus importante, elle ne fait que la ralentir. La plasticité (colonne de droite) modifie l'interaction de la rupture avec les barrières. On voit que la rupture s'arrête désormais indépendamment de la localisation de la barrière.

Pour valider cette hypothèse de travail, nous mettons en place une série de simulations où la position de la barrière change (la barrière restant de même intensité). Les figures 5.2 et 5.3 montrent les résultats de ces simulations pour les modes II et III, respectivement. Pour faire le lien avec le paragraphe précédent, nous reprenons la dernière barrière présentée sur la figure 5.1, que l'on rapproche de l'hypocentre. On obtient donc, pour les cas élastiques, un ralentissement du front de rupture lorsque l'augmentation d'énergie de

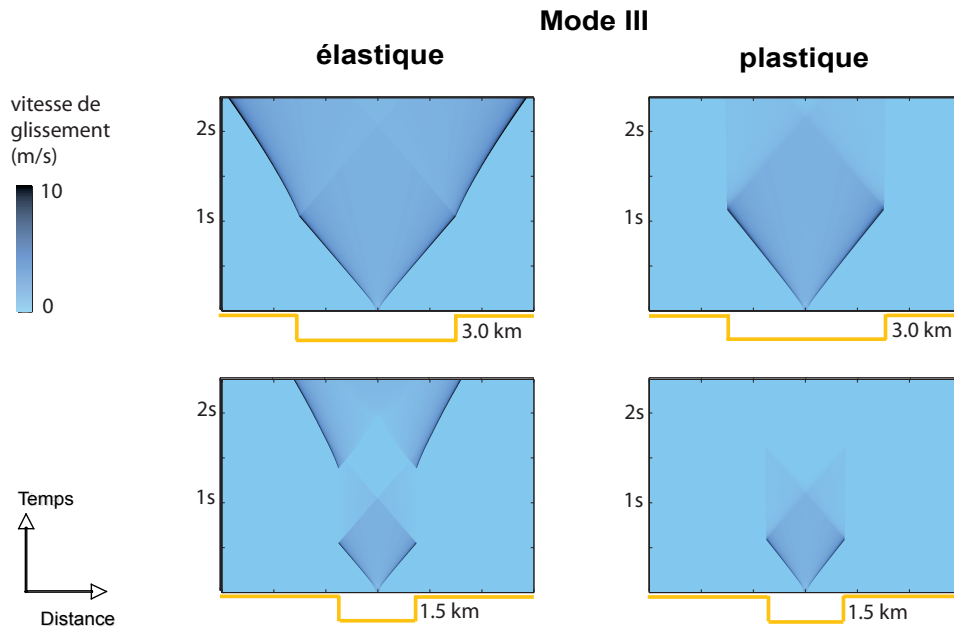


FIG. 5.3 ► Même légende que la figure précédente. Mêmes conclusions en mode III. On note ici un cas particulier : dans le cas élastique, la rupture s'arrête presque, puis repart. Cette figure illustre le problème de criticalité de la propagation. La rupture n'était pas totalement arrêtée : les ondes d'arrêt n'ont pas encore fini de se propager, et la vitesse de glissement, faible, n'est pas nulle sur l'ensemble de la faille. Le glissement continue donc de s'accumuler lentement, faisant augmenter petit à petit la contrainte aux bords de la faille, jusqu'à ce que la rupture redémarre.

fracturation se situe à 3 kilomètres de l'hypocentre. Mais, lorsque la barrière est rapprochée à 1,5 kilomètre, la rupture s'arrête. Ainsi, plus la barrière est proche du point de nucléation de la rupture, plus son influence est forte sur la rupture. Cela s'explique par le fait que l'énergie dont dispose la rupture pour progresser et casser des parties intactes du plan de faille augmente avec la taille de la rupture. Cet aspect fondamental de la rupture dynamique en milieu homogène est complètement modifié par le comportement plastique du milieu entourant la faille. Dans les conditions élasto-plastiques présentées sur les figures 5.2 et 5.3, le comportement de la rupture est le même, que la barrière soit proche ou loin du point d'initiation.

### 5.3 Critère de propagation de la rupture : $\kappa$

Pour casser une barrière, il suffit que la contrainte qui s'y applique soit supérieure à sa résistance. En termes énergétiques, il faut que l'énergie de déformation appliquée au front de la rupture par le glissement sur la faille soit supérieure à l'énergie de fracturation nécessaire pour rompre un point collé de l'interface. Dit d'une autre manière, l'énergie de fracturation est l'énergie qu'il faut fournir en tête de rupture pour faire progresser cette dernière. L'énergie de fracturation est une propriété locale de la surface de faille. Elle dépend de la loi de friction : à loi de friction homogène, énergie de fracturation constante. L'énergie de déformation en tête de fracture, est quant à elle, une fonction linéaire (à chute de contrainte constante) de la longueur de faille rompue. Son augmentation traduit l'autosimilarité de la déformation élastique (profil de glissement invariant) à chute de contrainte constante.

$$\text{énergie de fracturation} \quad \boxed{G_c \propto \Delta\sigma_{dyn} d_c}$$

$$\text{énergie de déformation} \quad \boxed{\frac{\Delta\sigma^2}{\mu} L}$$

Dans ces équations,  $G_c$ , l'énergie de fracturation, est fonction

- de la chute de contrainte dynamique  $\Delta\sigma_{dyn}$  (seuil de résistance statique - seuil de friction dynamique),
- du glissement critique  $d_c$ , le glissement à atteindre pour glisser au seuil de friction dynamique.

L'énergie de déformation est fonction

- de la chute de contrainte statique  $\Delta\sigma$  (contrainte initiale - contrainte finale) au carré,
- du module de cisaillement  $\mu$ ,
- de la distance de propagation  $L$ .

Ainsi, pour une barrière donnée (énergie de fracturation donnée), il existe une taille limite de fissure où l'énergie de fracturation devient inférieure à l'énergie de déformation, et à partir de laquelle la barrière casse. On retrouve ici la notion de criticalité que [Madariaga et Olsen \(2000\)](#) avaient utilisée pour étudier la stabilité d'une faille de géométrie rectangulaire, et on peut utiliser le même concept du nombre adimensionnel  $\kappa$ , définit comme suit :

$$\kappa = \frac{\text{énergie de déformation}}{\text{énergie de fracturation}} = C \frac{\Delta\sigma^2}{\mu \Delta\sigma_{dyn} d_c} \frac{L}{d_c}$$

où  $C$  est une constante qui dépend de la géométrie du problème.  $\kappa$  décrit deux domaines : un domaine de stabilité, avec  $\kappa < \kappa_{crit}$ , et un domaine in-

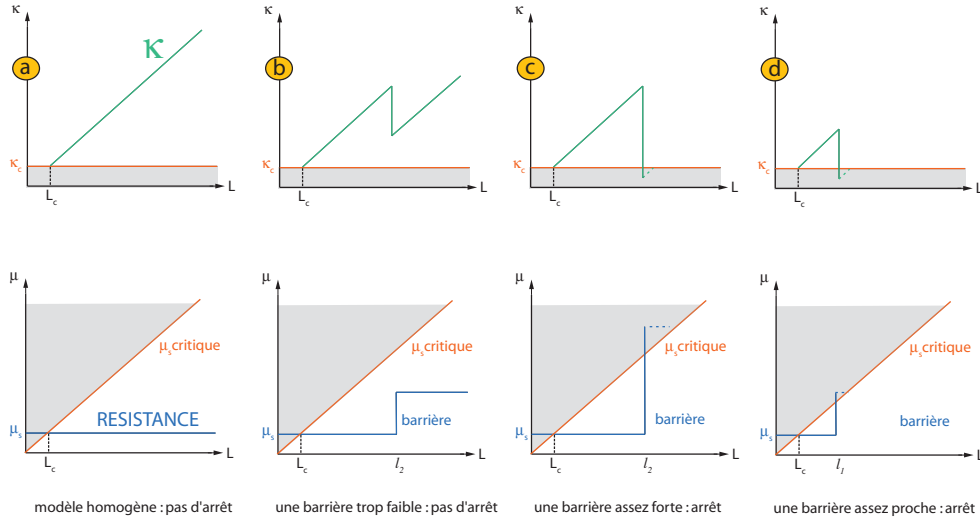


FIG. 5.4 ► (a) cas homogène,  $\mu_s$  est constant,  $\kappa$  augmente avec  $L$ . (b) cas avec une barrière placée à une distance  $l_2$  et de valeur de  $\mu_s$  trop faible pour arrêter la rupture.  $\kappa$  diminue mais n'atteint pas la limite critique. Illustration du compromis entre distance de la barrière au centre du crack et résistance de la barrière : (c) la barrière arrête le crack car elle est assez résistante pour que  $\kappa$  passe sous le seuil critique. (d) la barrière a la même résistance que dans le cas b, mais elle est située plus près.  $L_c$  est la taille minimale de la zone d'initiation.

stable, lorsque  $\kappa > \kappa_{crit}$ . La valeur critique  $\kappa_{crit}$  est différente pour les cas 2D plan, 2D antiplan, 3D et pour différentes géométries de barrières (circulaire, rectangulaire, carrée, etc.).  $\kappa$  décrit l'évolution énergétique de la faille. On retrouve ce paramètre, sous un nom différent, dans Andrews (1976a) et Day (1982). C'est un paramètre universel de la propagation dynamique de la rupture. Dans un modèle parfaitement homogène,  $\kappa$  augmente linéairement avec la distance de propagation. Pour arrêter la rupture à une distance donnée, il suffit d'imposer une barrière (augmenter  $\Delta\sigma_{dyn}$ ) pour que  $\kappa < \kappa_{crit}$ . Ces différents cas sont décrits dans la figure 5.4. Cette propriété de la rupture dynamique implique que plus un séisme est gros, plus les barrières qui l'arrêtent doivent être fortes. En d'autres termes, comme le montrent les figures 5.2 et 5.3, une barrière donnée, selon sa position, proche ou loin de l'hypocentre du séisme, sera, respectivement, capable d'arrêter la rupture ou bien cassée...

Les modèles de rupture calculés avec une dissipation plastique de l'énergie dans le milieu entourant la surface de faille montrent un tout autre comportement. La barrière qui, en modélisation élastique, cédait lorsqu'elle était placée au-delà de la distance critique, résiste et ne casse plus. Le bilan énergé-

tique de la rupture a été modifié. L'énergie dissipée dans la zone endommagée stabilise la rupture.

## 5.4 Discussion

### 5.4.1 Comment agit la plasticité ?

Deux visions sont possibles :

1) On peut considérer que l'énergie de déformation est réduite par la plasticité. En effet, la limitation de la vitesse de glissement manifeste l'impossibilité de mise à l'échelle du problème. La plasticité agit principalement pendant la chute de contrainte sur la faille (figure 3.5), et donc dans la zone de cohésion (ou "break-down zone"). La vitesse de dislocation cessant d'augmenter, l'arrière de la zone de cohésion, où le glissement atteint  $d_c$ , se stabilise à une distance constante de la tête de fracture. La zone de cohésion ne peut plus se raccourcir comme dans le problème élastique (voir aussi Andrews, 2005, figure 9). Les contraintes n'augmentent plus de la même façon à l'avant du front de rupture, et l'énergie de déformation augmente moins vite avec la distance de propagation. Comme confirmation de cette explication, nous avons vu que les profils d'évolution du glissement obtenus dans les modèles plastiques montrent, premièrement, de plus faibles gradients que dans les modèles élastiques (figure 3.18), et deuxièmement, une saturation de ce gradient au front de rupture (figure 3.19).

2) On peut aussi considérer que l'énergie dissipée de manière non-élastique s'ajoute à l'énergie de fracturation. En utilisant la vitesse de glissement obtenue après propagation plastique comme entrée au calcul, Andrews (2005) observe que le  $d_c$  apparent, et de fait l'énergie de fracturation, augmente linéairement avec la distance rompue. De la même manière, nos modèles présentent une énergie de fracturation constante sur la faille car les paramètres  $d_c$  et  $\Delta\sigma_{dyn}$  sont prédéfinis et constants. Pourtant l'influence sur la vitesse de glissement et sur le bilan énergétique est claire. Aussi, pour les calculs de criticalité, il faut considérer une énergie de fracturation équivalente qui intègre l'énergie de fracturation sur la faille (paramètre de la loi de friction) et l'énergie dépensée dans la zone endommagée de façon non élastique.

D'un point de vue énergétique, ces deux visions ont les mêmes conséquences : le rapport énergie de déformation sur énergie de fracturation n'augmente plus de façon aussi rapide que dans les modèles élastiques, et reste même peut-être globalement constant. Ce résultat majeur permet de proposer un mécanisme, la perte d'énergie par fracturation à l'extérieur de la faille, pour stabiliser la

rupture. L'énergie de fracturation n'est plus un paramètre constitutif de la localisation sur la faille, mais devient dépendante de l'histoire de la rupture ([Andrews, 2005](#)).

Nous montrons par nos calculs que l'instabilité se propageant dans un milieu anélastique est beaucoup plus sensible à de petites variations de résistance sur la faille principale. La criticalité de la rupture en est d'autant plus accentuée, puisque les conditions de sa propagation se resserrent entre celles où elle ne se développe pas et celles où elle ne peut se propager. Autre conséquence, le degré d'hétérogénéité qu'il faut prendre en compte pour expliquer l'arrêt de la rupture dans les modèles dynamiques devient plus faible. Une grande variabilité des paramètres physiques, pouvant créer de forts obstacles à la propagation de la rupture, n'est plus nécessaire pour expliquer l'arrêt du processus de rupture.

#### 5.4.2 Énergie de fracturation : paramètre constitutif ou dépendant de la taille finale de la rupture ?

La dépendance ou non de l'énergie de fracturation avec la taille du tremblement de terre est une question ouverte. Les résultats d'[Andrews \(2005\)](#) et les nôtres tendent à prouver que oui, si l'on considère la fracturation du volume entourant la tête de rupture et l'endommagement comme des phénomènes co-sismiques, consommateurs d'énergie de fracturation. Si tel est le cas, cela implique que l'énergie de fracturation n'est pas un paramètre constitutif de la faille, mais un paramètre macroscopique, tel que le glissement, variable selon la taille du tremblement de terre. Les données sismologiques tendent aussi à valider cette hypothèse ([Guatteri et al., 2004](#)). Toutefois, les avancées réalisées dans ce domaine sont régulièrement remises en question et rejetées. Pour résumer les connaissances actuelles, les inversions cinématiques du glissement co-sismique montrent une corrélation entre énergie de fracturation et taille du séisme, mais de nombreux auteurs pointent du doigt les biais des modèles cinématiques, qui pourraient fausser les estimations. Détaillons la procédure et les points qui posent problème. En calculant les variations de contraintes lors des tremblements de terre (par exemple [Husseini et al., 1975](#); [Quin, 1990](#); [Bouchon, 1997](#); [Ide et Takeo, 1997](#); [Favreau et Archuleta, 2003](#); [Tinti et al., 2005b](#)), on peut évaluer l'histoire de la friction en chaque point de la surface de faille où l'on connaît l'histoire du glissement. Depuis longtemps, on a ainsi cherché à caractériser l'énergie de fracturation mise en jeu dans les tremblements de terre. [Guatteri et Spudich \(2000\)](#) montrent que cette énergie contrôle la cinématique de la rupture, mais que résoudre



l'ambiguïté entre  $d_c$  et résistance ( $G_c = \frac{1}{2} (\tau_s - \tau_d) d_c$ ) est impossible avec les données sismologiques. Malgré cela, si l'on s'intéresse à l'évaluation de  $d_c$ , on constate alors que ce paramètre caractéristique, qui contrôle donc en partie l'énergie de fracturation de la rupture, représente assez systématiquement une grande proportion du glissement total. Or, le glissement dépend de la taille de la rupture, ce qui implique une dépendance de l'énergie de fracturation avec la taille du séisme. Ainsi, [Tinti \*et al.\* \(2005b\)](#) montrent, à partir de modèles de glissement cinématiques, que  $d_c$  dépend linéairement du glissement et que l'énergie de fracturation  $G_c$  dépend du glissement au carré. L'énergie de fracturation totale dissipée sur la faille est donc proportionnelle au logarithme du moment sismique. En parallèle, [Spudich et Guatteri \(2004\)](#) montrent que le filtrage des hautes fréquences, introduit dans la procédure d'inversion, compromet l'estimation de la distance caractéristique d'affaiblissement. Ils montrent ainsi que l'estimation de l'énergie de fracturation, contrairement à celle de la chute de contrainte, mieux résolue, est difficile à faire à partir des sismogrammes filtrés à haute fréquence. Le manque de résolution spatiale peut aussi être un facteur conduisant à la surestimation du glissement critique. Enfin, un autre biais identifié est la fonction source utilisée dans le modèle cinématique. [Tinti \*et al.\* \(2005a\)](#) proposent une fonction plus proche de la description dynamique qui permet de rendre compte, dans les limites du filtrage haute fréquence des données, de la relative courte durée de la phase d'accélération du glissement. Suite à cette proposition, [Fukuyama et Mikumo \(2007\)](#) affirment qu'une bonne corrélation entre pic de vitesse de glissement sur la faille et  $d_c$  existe si l'on utilise les données de champ proche et permet l'évaluation de la distance caractéristique d'affaiblissement dans certains cas : utilisation de la fonction source de [Tinti \*et al.\* \(2005a\)](#) et profil de glissement assez lisse ([Fukuyama \*et al.\*, 2003](#)). Toutefois, Cruz (2008, comm. pers.) restreint ces conclusions au champ très proche et uniquement pour les tremblements de terre cassant la surface. Le débat est donc loin d'être terminé concernant l'évaluation des propriétés dynamiques des grands tremblements de terre.

Pour faire face à l'incertitude associée à l'exploitation des données, certains auteurs font la démarche inverse : utiliser les modèles dynamiques pour contraindre l'énergie de fracturation. [Guatteri \*et al.\* \(2003\)](#) calculent six modèles dynamiques possédant une chute de contrainte variable (de caractéristiques spectrales similaires à celle des profils de glissement obéissant à une distribution de Von Karman (voir [Mai et Beroza, 2002](#)) avec pour seule inconnue l'énergie de fracturation. Ils décident que celle-ci doit être variable sur le plan de faille et déterminent par essai-erreur une distribution d'énergie de fracturation (en faisant varier  $d_c$  et la résistance) avec pour seul critère de

choix d'obtenir une rupture ayant une vitesse de propagation pas trop grande (inférieure à  $V_S$ ) et relativement constante. Ainsi, l'énergie de fracturation, dans leurs modèles dynamiques stochastiques, est la quantité d'énergie qu'il faut dissiper sur la faille pour s'opposer à l'augmentation de vitesse de propagation de la rupture. De cette manière, ils quantifient la variation spatiale de  $G_c$ , qui est localement proportionnelle à la chute de contrainte multipliée par la racine carrée de la distance de propagation (voir [Guatterì et al., 2004](#)), soit le facteur d'intensité de contrainte  $K$  ("stress intensity factor"). Ce dernier représente l'augmentation de la singularité de contrainte en avant de la rupture, à mesure que celle-ci grandit, dans un modèle statique sans force de cohésion. Il marque l'autosimilarité du problème élastique. Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, le résultat de [Guatterì et al. \(2004\)](#) est une conséquence directe de l'augmentation du nombre  $\kappa$  avec la taille de la rupture.

*A ce propos, il est curieux de remarquer que l'énergie de fracturation  $G_c$  ne varie qu'en fonction de  $K$  et non  $K^2$ . En effet,  $\kappa$ , qui gouverne la condition de propagation de la rupture, est proportionnel au rapport  $K^2/G_c$ . Un résultat de cet ordre serait ainsi moins surprenant. La relation de [Guatterì et al. \(2004\)](#) est peut-être biaisée par une mauvaise résolution spatiale : les auteurs indiquent la fourchette utilisée pour  $d_c$  : 0.5 - 1.1m ( $\Delta\tau$  : 0 - 25 MPa, "strength excess" : 2 - 10 MPa,  $G_c$  : 0 - 35 MJ.m<sup>-2</sup>), et la taille des sous-failles, que je comprends comme étant le pas d'espace : 750m. Avec de telles dimensions, la zone de cohésion est mal discrétisée, et sa taille sature certainement pour des raisons numériques (voir chapitre 3). Cette saturation a sans doute, en définitive, une conséquence forte sur le gradient spatial de glissement au niveau de la zone de cohésion, et donc sur la contrainte appliquée en avant de la zone rompue : celle-ci n'augmente plus de façon linéaire avec la distance propagée. Il me semble alors intéressant de mettre en parallèle cette considération avec le fait que [Guatterì et al. \(2003\)](#) n'aient besoin que d'une énergie de fracturation n'augmentant que proportionnellement à  $K$  et non pas  $K^2$ , comme l'on s'y attend connaissant le paramètre  $\kappa$  (paramètre critique de [Andrews, 1976a](#); [Madariaga et Olsen, 2000](#)).*

*Notons également que les résultats présentés par [Andrews \(2004\)](#) concernant la loi de friction d'affaiblissement en fonction du temps vont dans le même sens. En effet, dans ce type de modèle, l'énergie de fracturation croît en  $\sqrt{L}$  (avec  $L$  la distance de propagation). Ainsi, une limite en temps de la durée de la chute de contrainte, due par exemple à la limite fréquentielle supérieure du modèle cinématique, peut expliquer le*

*résultat de Guatteri et al. (2004), sans qu'aucune contrainte physique n'en soit responsable. D'ailleurs, la saturation spatiale évoquée plus haut implique forcément une saturation temporelle, pour une vitesse de propagation de la rupture stationnaire.*

*Pour la plupart, les études dynamiques publiées, qui visent à reconstruire une cinématique (provenant d'une inversion) ou des sismogrammes, ont une résolution spatiale qui les prive d'une modélisation correcte de la vitesse maximale de glissement en tête de fracture. Au-delà de cette erreur sur la vitesse maximale de glissement, cela pose le problème de l'estimation correcte, par ces modèles dynamiques, de l'énergie de fracturation alors mise en jeu. L'amplitude de ce problème reste à quantifier, mais on peut parier d'ores et déjà sur une sous-estimation de l'énergie de fracturation.*

Du fait de sa dépendance linéaire avec la taille de la rupture, la plasticité des roches fracturées autour de la faille principale pourrait donc être le puits d'énergie expliquant l'augmentation de l'énergie de fracturation observées dans les modèles cinématiques (Tinti et al., 2005b) et dans les calculs de rupture dynamique stabilisée (Guatteri et al., 2003). Les profils de déplacement de forme triangulaire peuvent aussi être interprétés comme résultant d'une consommation d'énergie de fracturation et d'une déformation anélastique dans le milieu entourant la faille (Manighetti et al., 2004). Ces résultats de calculs statiques sur le profil de glissement ne sont pas reproduits par nos calculs dynamiques. En effet, la déformation plastique est, dans notre cas, répartie sur le tenseur des contraintes déviatoriques à proportion de la valeur de chaque composante. Comme précisé précédemment, en mode II, par exemple, la saturation est symptomatique de la grande variation de la contrainte  $\sigma_{xx}$ . C'est donc principalement une déformation volumique qui est accumulée de façon irréversible dans le milieu. De fait, l'impact de la plasticité sur la force motrice du glissement sur la faille, le cisaillement  $\tau_{xz}$ , est relativement faible... On peut aussi rajouter, pour être complet, que de part notre façon de modéliser la plasticité, notre endommagement est plutôt analogue à un changement des propriétés élastiques du matériaux, qu'à de la dislocation, celle-ci n'étant autorisée que sur un plan dans notre modèle. Or, Manighetti et al. (2004) montrent que dans ce premier cas, il ne produit pas de réduction du déplacement sur la faille principale (profil triangulaire), au contraire du deuxième cas (profil elliptique, avec plus fort gradient de déplacement aux bords de la fracture). Ainsi, l'énergie dissipée anélastiquement dans notre modèle, même si elle est du même ordre de grandeur que la variation d'énergie sur la faille, et qu'elle perturbe visiblement la dynamique de la rupture, ne reproduit pas

les profils triangulaires que l'on peut constater dans les modèles plastiques de [Manighetti \*et al.\* \(2004\)](#) et dans la nature. Outre la considération d'un impact direct sur les profils de glissement, la prépondérance du phénomène de saturation plastique dans la nature est encore à mettre en évidence de façon claire, les études de terrain n'étant encore qu'à leurs débuts ([Dor \*et al.\*, 2006b,a](#)) et discutées. L'un des points cruciaux est de pouvoir estimer si l'endommagement observé est co-sismique ou inter-sismique. L'influence des conditions rhéologiques sur la plasticité reste à explorer : [Andrews \(2005\)](#); [Ben-Zion et Shi \(2005\)](#) considèrent que l'endommagement du milieu autour de la faille par le passage de la rupture n'est possible qu'à faible profondeur. Toutefois, Rice (2007, commun. pers.) suggère que ces conclusions sont induites par l'utilisation d'un modèle de rupture bi-matériau. Dans notre cas, nous n'avons pas cherché à modifier les modèles en fonction de la profondeur. Nous ajoutons que la forme de la surface de plasticité joue un rôle fondamental, et qu'une forte dépendance avec la pression (fort coefficient de friction interne) de la limite élastique favorise la dissipation anélastique, du fait de la grande décompression subie par les roches lors du passage du front de rupture (en mode II). Dans le même contexte, il ne faut pas oublier les effets des fluides, qui peuvent diminuer la contrainte effective agissant sur les failles. Cela favorise le déclenchement de la rupture, et donc la dissipation anélastique dans les milieux fracturés.

Enfin, je voudrais mettre en perspective cette discussion, sur la dépendance de l'énergie de fracturation avec la taille de la rupture, avec des résultats obtenus dans le cas des modèles hétérogènes. Jusqu'ici, nous avons discuté de considérations concernant les modèles de rupture homogènes, purement élastiques ou élasto-plastiques. Les modèles et les données semblent converger vers une vision impliquant que l'énergie de fracturation n'est pas un paramètre constitutif de la rupture, mais dépend de la taille de la zone rompue. Cette vision implique que les changements d'échelles doivent être intégrés dans la loi de friction constitutive. Autrement dit, on peut considérer que le glissement critique de la loi d'affaiblissement en déplacement n'a aucune autre réalité physique que celle de fixer l'échelle minimale du problème d'affaiblissement, et donc de consommation d'énergie de fracturation. Des travaux sur des modèles hétérogènes vont aussi dans ce sens. [Campillo \*et al.\* \(2001\)](#) étudient l'influence d'une hétérogénéité de résistance, et donc d'énergie de fracturation, sur la phase d'initiation de la rupture. Il concluent que le problème hétérogène possède un équivalent homogène macroscopique, lisse, dans lequel un phénomène d'affaiblissement global de la faille apparaît. L'intégration de l'hétérogénéité passe donc par un changement d'échelle, qui conduit à une augmentation du glissement critique apparent, alors qu'intrin-

sèquement, sur la faille, aucun point ne possède de glissement critique aussi grand. Ces conclusions, restreintes à la phase d'initiation, permettent cependant d'envisager différemment le processus d'affaiblissement d'une faille d'échelle caractéristique kilométrique, sur laquelle la rupture se propage. En effet, on peut ainsi imaginer les changements d'échelles responsables des disparités d'ordre de grandeur existant entre séismes et expériences de laboratoire. On peut aussi relier la forte hétérogénéité spatiale de la petite échelle à l'importante énergie de fracturation mise en jeu lors des tremblements de terre. Enfin, on peut concevoir que cette énergie de fracturation s'intègre non seulement sur le plan de faille, mais aussi dans le volume de roche fracturée qui l'entoure.

**Pour résumer :**

- **La plasticité modifie le bilan énergétique de la rupture. L'énergie motrice de la propagation est réduite.**
- **De faibles variations de résistance sur la faille, et plus généralement de faibles variations d'énergie de fracturation, peuvent suffire à arrêter la propagation de la rupture.**

## Chapitre 6

### Influence des hétérogénéités de petite taille : cas des barrières

## Sommaire

---

<b>6.1 Introduction : la source présente des propriétés hétérogènes</b>	<b>128</b>
<b>6.2 Constitution du modèle hétérogène étudié</b>	<b>134</b>
<b>6.3 Résultats</b>	<b>135</b>
<b>6.4 Discussion</b>	<b>145</b>
<b>Résumé</b>	<b>151</b>

---

Dans ce chapitre, nous incluons une hétérogénéité spatiale dans les paramètres de la loi de friction. Jusqu'ici, les modèles étudiés au cours de ce travail étaient tous homogènes. Nous avons vu que cela impliquait des caractéristiques cinématiques particulières, qui ne sont pas toutes en accord avec nos connaissances sur la rupture sismique (notamment : profil de glissement lisse et variation de contrainte homogène), qui nous proviennent principalement de l'imagerie de la rupture, ou inversion cinématique. Pour débiter la réflexion, je détaille en introduction de ce chapitre les apports et limites des inversions, pour en dégager les points qui peuvent être abordés par une modélisation dynamique de la rupture. Ainsi, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'introduction d'hétérogénéités spatiales sur la faille. Nous verrons dans ce chapitre quelle peut être l'influence de petites barrières sur les propriétés cinématiques de la rupture.

## 6.1 Introduction : la source présente des propriétés hétérogènes

### 6.1.1 Les inversions cinématiques nous permettent de caractériser la source

Une source d'information très importante nous provient des modèles cinématiques de glissement. D'un point de vue méthodologique, les inversions de mouvements forts ont considérablement évolué depuis leur apparition dans les années 80. L'exemple du séisme de Landers (Californie, 1992), est symptomatique du nombre de modèles, et donc d'informations, se multipliant sur la source sismique. Les données utilisées ne se limitent plus aux seuls mouvements forts enregistrés. Par exemple, [Wald et Heaton \(1994\)](#) ont ajouté l'utilisation des mesures géodésiques, [Hernandez \*et al.\* \(1999\)](#) ont rajouté l'utilisation des mesures d'interférométrie radar, pour contraindre leur modèle cinématique de la rupture. Les modèles directs se sont améliorés, par

exemple [Tinti \*et al.\* \(2005a\)](#) proposent une nouvelle fonction source de glissement permettant de se rapprocher au maximum d'une caractérisation dynamique. Sur Landers, [Cohee et Beroza \(1994\)](#) utilisent des fonctions de Green empiriques pour calculer la propagation des ondes dans le milieu, ce qui permet de s'affranchir de la connaissance du milieu traversé, et de prendre en compte l'information haute fréquence des signaux. Les méthodes d'inversion utilisées ont aussi évoluées, permettant une plus large exploration des paramètres, cherchant à éliminer au maximum les biais liés à la méthode d'inversion. Les méthodes linéarisées par gradient, qui permettent de converger vers des minima locaux, donnent rapidement des solutions robustes et dont on peut quantifier la qualité. Par exemple, [Cotton et Campillo \(1995\)](#), toujours sur Landers, ou [Semmane \*et al.\* \(2005\)](#), pour le séisme de Tottori (Japon, 2000), utilisent une méthode fréquentielle pour le calcul complet du modèle, permettant une analyse de la résolution des modèles obtenus. D'un autre côté, grâce à l'évolution des moyens de calculs, les méthodes aléatoires (Monte-Carlo, inversion génétique, recuit-simulé), ou mixtes (partie aléatoire et partie linéarisée), sont de plus en plus utilisées. Elles permettent une plus grande exploration de l'espace des paramètres, mais nécessitent souvent, du fait de la non-unicité de la solution, la mise en oeuvre d'outils statistiques afin d'évaluer la pertinence des résultats. La quantité de modèles cinématiques issus de données géophysiques accumulés ces dernières années (voir [SRCMOD](#)<sup>1</sup> pour une base de donnée en ligne des modèles) nous renseigne sur les complexités multiples que présentent les tremblements de terre au niveau de la source.

Que nous apprennent les inversions cinématiques d'important sur la source ? En permettant de scruter les détails spatio-temporels de la rupture, elles mettent en évidence une grande hétérogénéité et une grande variabilité du glissement (et donc de la variation de contrainte) lors d'un tremblement de terre. Une phénoménologie plus fine de la source sismique est mise en place : on parle d'aspérités, zones de fort glissement qui dégagent l'essentiel de l'énergie du tremblement de terre, et de barrières, zones de faible glissement, supposées résistantes à la rupture et radiant l'énergie sismique. La géométrie des aspérités et des barrières n'est pas simple. Toutefois, cette vision reste cinématique, et nous empêche de déterminer si l'origine de cette hétérogénéité est liées aux propriétés de friction sur la faille où à des complexités géométriques locales. On observe par exemple que l'un des caractères les plus marqués est la segmentation : celle-ci est bien retranscrite par les modèles d'inversions. Le séisme de Landers en est un exemple typique. La segmentation obser-

---

<sup>1</sup>SRCMOD : <http://www.seismo.ethz.ch/srcmod/>



vée en surface est retrouvée dans l'inversion, qui fait ressortir trois zones de fort glissement correspondant aux trois segments. Dès la fin des années 90, la multiplication des modèles et des séismes étudiés permet de débiter des études comparatives entre les séismes. Par exemple, [Somerville \*et al.\* \(1999\)](#) déterminent ou vérifient des lois d'échelles empiriques reliant les paramètres de la source à la taille du séisme : position de l'hypocentre, glissement moyen, taille des aspérités, *etc.* [Mai \*et al.\* \(2005\)](#) précisent que dans les modèles cinématiques de glissement, l'hypocentre est toujours proche d'une aspérité, une zone de fort glissement. [Manighetti \*et al.\* \(2005\)](#) déterminent que les profils du glissement moyen sur un segment de faille varient de manière similaire à ceux du glissement en surface : une décroissance linéaire depuis la valeur de glissement maximal jusqu'aux extrémités de la faille. Les formes triangulaires obtenues selon la direction de propagation sont majoritairement asymétriques.

Grâce à l'inversion cinématique, on peut également quantifier la vitesse de propagation du front de rupture. La vitesse de rupture varie au sein d'un même séisme. Le front de rupture prend une forme complexe. De plus, de nombreux séismes bien étudiés (Izmit, Turquie, 1999 - Kunlun, Tibet, 2001 - Denali, Alaska, 2002, *etc.*) sont venus se rajouter à la liste des séismes montrant une vitesse de rupture supérieure à la vitesse des ondes S, depuis leur découverte suite aux travaux de [Archuleta \(1984\)](#) sur le séisme d'Imperial Valley, Californie, en 1979. Les conditions d'apparition de ces ruptures particulièrement dangereuses car génératrices de véritables ondes de choc à la surface du sol, sont un enjeu pour la communauté. Les études numériques (rupture dynamique) en conditions homogènes impliquent une évolution systématique de la rupture vers ce comportement en "super-shear" (voir par exemple [Andrews, 1976b](#)), alors qu'au contraire les observations nous montrent qu'il relève plus de l'exception que de la règle dans la nature. Il nous reste donc à comprendre quel type d'hétérogénéité ou de caractéristique physique empêche la rupture de se propager à ces vitesses "super-shear" et à analyser les conditions exceptionnelles d'apparition de ce phénomène dans la nature. Il semble que tous les segments où l'on a observé une vitesse de rupture élevée présentaient une géométrie en surface relativement linéaire ([Bouchon et Karabulut, 2007](#)). Cela dit, le débat reste vigoureux sur l'origine de ces vitesses de rupture élevées, [Das \*et al.\* \(2005\)](#) suggèrent que ces vitesses ne sont qu'apparentes, liées au déclenchement de la rupture à différents endroits sur la faille par une onde P, phénomène indiscernable par une vision cinématique.

Pour résumer, si l'on veut reproduire de façon plus réaliste la rupture des tremblements de terre, il convient d'introduire une variabilité spatiale dans les paramètres de la rupture dynamique (c'est-à-dire les paramètres de la loi de friction ou les contraintes agissant sur le plan de faille), pour reproduire les aspérités, barrières, complexité du front de rupture et profils de glissement triangulaires observés. En effet, aucune de ces caractéristiques n'est reproduite de façon satisfaisante par un modèle de rupture dynamique homogène. Seule la vitesse moyenne de propagation du front de rupture est globalement en accord avec les observations, à ceci près que dans un modèle homogène, la transition vers une vitesse de propagation "supershear" est facile à obtenir<sup>2</sup>, alors que dans la nature, cela n'est observé que rarement. Nous allons donc présenter et étudier un modèle aux propriétés hétérogènes et comparer ses caractéristiques avec celles décrites ci-dessus.

### 6.1.2 Quel type d'hétérogénéité introduire dans les modèles dynamiques ?

Poser cette question revient un peu à ouvrir la boîte de Pandore. En effet, quand bien même on pourrait répondre en terme de géologie, ou de caractéristiques physiques, on aurait du mal à retranscrire ces informations en terme de gamme de paramètres pour les modèles dynamiques. La première raison se trouve dans les lois de friction, qui sont dérivées d'expériences à l'échelle du laboratoire et aux caractéristiques techniques nécessairement simplificatrices. Par conséquent, on a peu de contrainte sur la mise à l'échelle de ces lois empiriques, voire sur la signification physique exacte de leurs paramètres. Le glissement critique d'affaiblissement par exemple, est un paramètre pouvant dépendre, selon les modes opératoires, de l'épaisseur de la gouge, de la taille des éléments dans cette gouge, de sa structuration (Chambon *et al.*, 2002), mais aussi de la rugosité de la faille, et encore, d'après les modèles numériques, de l'endommagement dans la zone de faille (Andrews, 2005) ou de l'hétérogénéité de résistance à la rupture (Campillo *et al.*, 2001). La physique de l'affaiblissement est donc encore floue, de part l'impossibilité de quantifier les paramètres avec des observations. Il est bien difficile aussi d'évaluer la variation de contrainte lors d'un séisme. Les auteurs travaillent à partir des images cinématiques (variation spatio-temporelle de la contrainte), mais manquent du coup la petite échelle (<km), qui est pourtant susceptible de porter la plus grande variation. Les modèles cinématiques sont trop lisses

---

<sup>2</sup>voir Andrews, 1976b, pour constater la large gamme de valeur des paramètres de la loi de friction qui donnent lieu à une propagation "supershear".

pour caractériser les brusques variations attendues dans les modèles dynamiques. Enfin, il est impossible d'estimer l'état de contrainte initial (et son hétérogénéité?) dans la croûte.

Il existe cependant un dernier paramètre accessible : la géométrie des failles. Celle-ci intervient à plusieurs niveaux. Niveau 0 : l'orientation du plan de faille dans le champ de contrainte est un paramètre fondamental. Les changements d'orientation entraînent des changements sur les contraintes agissant sur la faille. Les modèles dynamiques ayant la possibilité de représenter les failles comme des surfaces courbes (par exemple [Cruz-Atienza et Virieux, 2004](#)) ou constituées de plans de différentes orientations (par exemple [Festa et Vilotte, 2006](#)) sont utilisés avec des géométries relativement simples car il ont été développés récemment. De fait, la géométrie extrêmement complexe des failles n'est pas encore prise en compte. Niveau 1 : les failles ne sont pas continues. La segmentation de premier ordre<sup>3</sup> jouant un rôle important sur l'arrêt des tremblements de terre ([Wesnousky, 2006](#)), on peut supposer qu'à des échelles plus petites, la géométrie du plan de faille est un paramètre déterminant. Faute de géométrie plus complexe, on étudie l'interaction entre des segments de géométrie simple (par exemple [Wolf et al., 2006](#); [Ando et Scholz, 2007](#)). [Bhat et al. \(2007\)](#) montrent que l'interaction de la rupture avec des petites failles branchées sur le segment de faille principal peut provoquer des changements importants dans la vitesse de rupture, mais aussi impliquer des variations dans le profil de glissement. Niveau 2 : les surfaces de faille ne sont pas lisses. On sait par ailleurs que le régime macroscopique de relâchement de la contrainte est fortement lié à la rugosité des interfaces en contact : [Voisin et al. \(2007\)](#) montrent que l'évolution d'un régime de glissement saccadé (stick-slip) à un régime de glissement continu (creeping) s'accompagne d'une diminution de la rugosité de la surface de frottement. La quantification et la prise en compte des hétérogénéités à ces différents niveaux est un challenge. La rugosité, et plus généralement la géométrie spatiale des failles joue un rôle évident. Il est néanmoins difficile de la quantifier précisément. Tous les auteurs travaillant sur ce sujet s'accordent pour dire que les failles et les réseaux de failles présentent des propriétés fractales, à toutes les échelles. Néanmoins, à ma connaissance, les études réalisées ([Okubo et Aki, 1987](#); [Aviles et al., 1987](#)) démontrent qu'au delà de l'échelle du kilomètre, la dimension de la trace des failles est de l'ordre de 1. Les failles sont donc comparables à de simples lignes ondulées, sans rugosité à cette échelle. Néanmoins, [Okubo et Aki \(1987\)](#) déterminent qu'en dessous de cette échelle,

---

<sup>3</sup>segmentation de 1er ordre : segments séparés par des discontinuités d'un ordre de grandeur inférieur à celui de la longueur de la faille.

on trouve des dimensions fractales comprises entre 1.1 et 1.4. En d'autres termes, la complexité augmente sensiblement. Peut-on pour autant transposer cette rugosité aux plus petites échelles ? [Power \*et al.\* \(1987\)](#) caractérisent des surfaces de failles à l'échelle du millimètre, et mettent en évidence l'anisotropie de rugosité entre les deux directions parallèle et perpendiculaire à la direction du glissement. Leur étude ne donne pas les valeurs des dimensions fractales des surfaces mesurées. Récemment, [Renard \*et al.\* \(2006\)](#) ont fait des mesures similaires et trouvent un coefficient de rugosité<sup>4</sup> compris entre 0.7 (direction rugueuse, perpendiculaire au glissement) et 0.8 (direction lisse, parallèle au glissement, et aux stries). Peut-on utiliser ce type d'exposant pour qualifier la rugosité de la distribution des paramètres dans les modèles de faille ?

Récemment, des modélisateurs, [Zöller \*et al.\* \(2005\)](#) et [Ripperger \*et al.\* \(2007\)](#) ont utilisé des lois puissances pour définir respectivement la variabilité de leurs paramètres de chute de contrainte et de contrainte initiale. Les premiers auteurs, utilisant un modèle quasi-dynamique permettant d'étudier le cycle sismique (redistribution des contraintes post-rupture), ont comparé l'influence des géométries fractales et discrètes de barrières sur la taille des événements sismiques produit au cours du temps sur la faille. Les seconds auteurs génèrent des modèles rugueux, aptes à reproduire certains aspects statistiques des séismes (lois d'échelles, énergie, etc.). Le caractère aléatoire des variations leur permet de produire des modèles individuels différents et autorise l'analyse statistique des tailles de séismes obtenus. [Ide et Aochi \(2005\)](#) utilisent quant à eux une loi puissance pour définir la taille des zones à énergie de fracturation différentes. Leur approche, simple (variation discrète du paramètre  $D_c$ ) mais déterministe (utilisation du phénomène de criticalité décrit dans le chapitre précédent), permet de reproduire la loi de puissance qui gouverne la distribution de taille des séismes en fonction de leur nombre. En revanche, [Ide \(2007\)](#) précise que toutes les distributions fractales de l'hétérogénéité conduisant à des distributions taille/fréquences en loi puissance ne sont pas satisfaisantes. Il montre que pour obtenir une vitesse de rupture indépendante de la taille du séisme (autosimilarité), la rugosité de la faille doit être faible, et proche de 1. Toutefois, cette dernière étude est une étude 2D.

---

<sup>4</sup>Le coefficient de rugosité, ou coefficient de Hurst, est défini comme  $H = E + 1 - D$ , où  $E$  est la dimension euclidienne de l'objet considéré (1 pour une trace, 2 pour une surface) et  $D$  est la dimension fractale.  $H = 1$  caractérise un objet lisse,  $H = 0$  caractérise un objet rugueux.

## 6.2 Constitution du modèle hétérogène étudié

Notre approche empreinte la simplicité de la stratégie des patchs du modèle de [Ide et Aochi \(2005\)](#) et l'approche stochastique (multitude de calculs de rupture avec paramètre aléatoire) du modèle de [Ripperger \*et al.\* \(2007\)](#). En effet, devant le peu de contrainte semblant régir les paramètres de rugosité (à quelque échelle que ce soit), il nous a semblé opportun de proposer un modèle conservant un maximum d'homogénéité, afin de pouvoir comparer facilement les résultats avec une rupture homogène. Comme tous les auteurs pré-cités, nous avons choisi de ne porter l'hétérogénéité que sur un seul paramètre. Dans notre modèle, c'est la résistance à la rupture qui varie sur le plan de faille. Contrairement aux auteurs utilisant une variation continue du paramètre sur le plan de faille, nous proposons une variation discrète de la résistance à la rupture via l'inclusion, sur une faille homogène, de points collés, figurant des petites barrières (par leur taille). Cette petite dimension relative est telle que leur éventuelle présence ne pourrait pas être mise en évidence directement par les méthodes d'inversion du mouvement sismique, dont la résolution est de l'ordre de quelques kilomètres. Ces petites barrières peuvent figurer des fortes rugosités, des relais entre segments, de taille relativement faible, mais jouant un grand rôle sur les profils de glissement puisqu'elles restent à zéro glissement. Les points de barrières ne cassent donc pas durant la rupture. Ils sont disposés aléatoirement sur le plan de faille, afin de supprimer tout déterminisme dans la propagation de la rupture, qui s'initie toujours au centre de la faille. On introduit ainsi une forte hétérogénéité dans le profil de glissement avec une hétérogénéité de contrainte minimale. Sans rentrer dans une variation complexe de la résistance sur le plan de faille, on se contente d'une description binaire : cassable / non cassable, qui, *in fine*, n'est pas plus compliquée que la description *a posteriori* de la rupture : cassé / non cassé. De plus, l'approche binaire, qui conduit plutôt à une description déterministe de l'arrêt de la rupture, via le concept aspérité / barrière, aboutit ici à une grande variabilité dans la taille des événements générés.

### 6.2.1 Caractérisation de l'hétérogénéité de barrières

#### a) Emplacement :

Tous les autres paramètres étant égaux, on va générer une série de modèles dont la seule différence se situera dans la localisation des points collés, celle-ci étant tirée au hasard (répartition uniforme sur le plan de faille). C'est ce paramètre que nous faisons varier pour obtenir des tailles variées, pour une même statistique de barrières, décrite à l'aide des deux paramètres suivants :

b) Densité :

Le nombre de points collés sur la faille est un paramètre du modèle. Nous avons testé 5 valeurs de densité de barrières : 1.5, 2.5, 5, 7, 10 et 15%.

c) Taille :

Nous avons choisi de pouvoir faire varier la taille des barrières, de façon à briser l'uniformité de la répartition aléatoire. Ainsi, on peut contrôler les propriétés de corrélation spatiale (clustering) des barrières, qui, sinon, n'existerait pas. Ce "clustering" obéit à une loi puissance, décrivant le nombre de barrières sur la faille en fonction de leur taille. Il y a plus de petites barrières que de grandes. La loi décrivant la relation entre rayon  $r_n$  et nombre de barrières  $N_n$  est la suivante :

$$r_n = 2^n r_0 \quad , \quad N_n = 2^{-Dn} N_0 \quad \text{soit :} \quad N_n \propto r_n^{-D}$$

où  $r_0$  et  $N_0$  sont respectivement le rayon de la plus petite barrière, égal à 1, et leur nombre sur la faille. En pratique, sont considérés comme points de la barrière tous les points dont la distance au point central est strictement inférieure à  $r_n$ . La barrière de rayon  $r_0$  est donc représentée par un point collé.  $n$  varie entre 0 et 6.  $N_0$  est fixé itérativement pour que la densité de barrière sur la faille soit égale à la valeur choisie (point précédent). La loi possède un dernier paramètre :  $D$ , sorte de dimension fractale, qui décrit la corrélation spatiale entre points collés, soit la taille des barrières. La corrélation est faible pour un grand  $D$ , et forte pour un  $D$  proche de 1. Nous avons testé 4 valeurs de  $D$  : 1.5, 2, 4 et 10. La valeur de  $D$  influe également sur la valeur de  $N_0$ .

Les autres paramètres utilisés pour ces modèles 3D sont les paramètres classiques de la rupture dynamique avec loi en "slip-weakening". La loi de friction a un glissement critique  $D_c$  de 1m, un seuil de résistance statique de 71MPa, et un seuil de friction dynamique de 40MPa. La contrainte normale agissant sur la faille est de 100MPa, la contrainte cisailante initiale est de 50MPa. Le pas d'espace est 200m. La surface de faille fait 300x300 points, soit 60km par 60km. La zone d'initiation située au centre de la faille a un rayon de 30 points. La résistance statique y est égale au chargement initial.

## 6.3 Résultats

### 6.3.1 Arrêt de la rupture

Le premier résultat remarquable est que la rupture s'arrête avant d'atteindre les bords du modèle. La figure 6.1 illustre la situation sur le plan de faille au

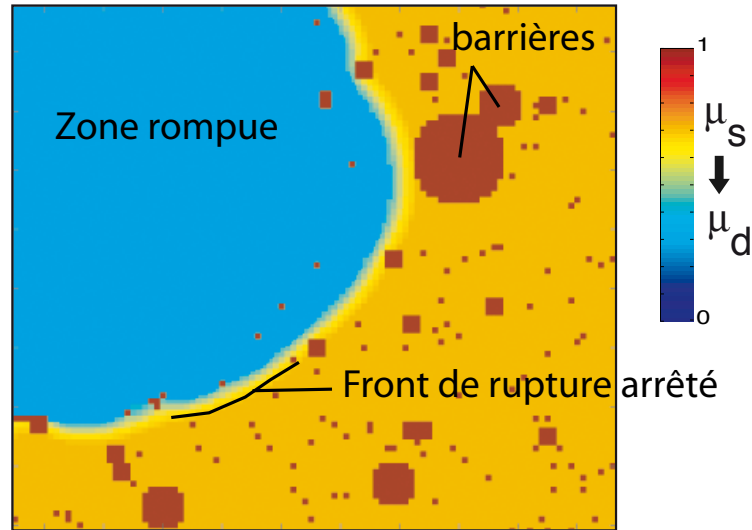


FIG. 6.1 ► Variation de contrainte sur le plan de faille à l'issue d'un calcul de rupture en milieu hétérogène. La rupture s'est arrêtée. En bleu, la zone où la contrainte a été totalement relâchée. En jaune, la zone de cohésion, c'est-à-dire la zone où la contrainte chute et le glissement passe de zéro à  $d_c$ . En orange, les zones disposées à casser. En rouge, les barrières incassables. Après avoir contourné quelques barrières, le front de rupture s'arrête de lui-même alors que la plupart de ses points sont situés entre des barrières.

moment de l'arrêt définitif de la rupture. Certaines barrières sont entourées puis dépassées par le front de rupture. De plus, on constate que celui-ci s'arrête d'avancer même entre les barrières incassables. Quelques points collés suffisent à l'empêcher de se propager.

Le deuxième résultat concerne la taille des événements générés. Chaque événement atteint une taille différente, autrement dit, l'arrêt n'est pas prévisible à l'avance, même en connaissant la distribution statistique initiale des barrières. En pratique, chaque calcul correspond à une réalisation de rupture, toutes conditions initiales identiques, et on tire uniquement au sort un nouvel emplacement des barrières. Ainsi, on conserve une statistique de barrière identique (nombre de points collés et corrélation entre ces points) d'un événement à l'autre. De cette manière, on obtient des séismes de tailles allant de Mw 6.3 (arrêt après initiation) à 7.7 (arrêt sur les bords du modèle), avec la même distribution statistique de barrières. Comment expliquer une telle variabilité ? Peut-on caractériser la distribution de taille de séismes en fonction de celles des barrières ?



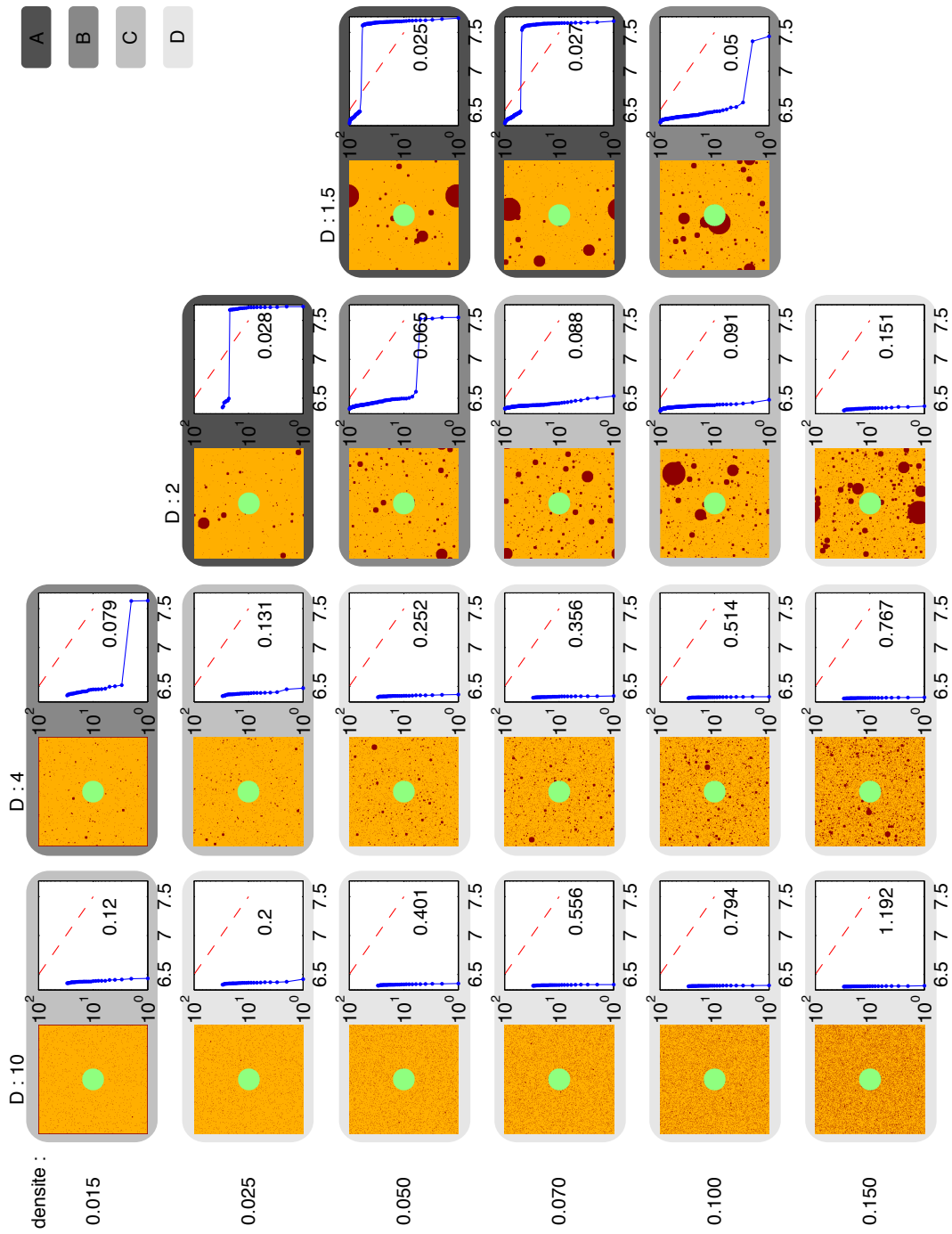


FIG. 6.2 ► Distribution taille/fréquence des séismes en fonction de la distribution des barrières sur le plan de faille. Selon leurs caractéristiques, les distributions sont regroupés en 4 types A, B, C et D. Voir le texte pour plus d'explications.



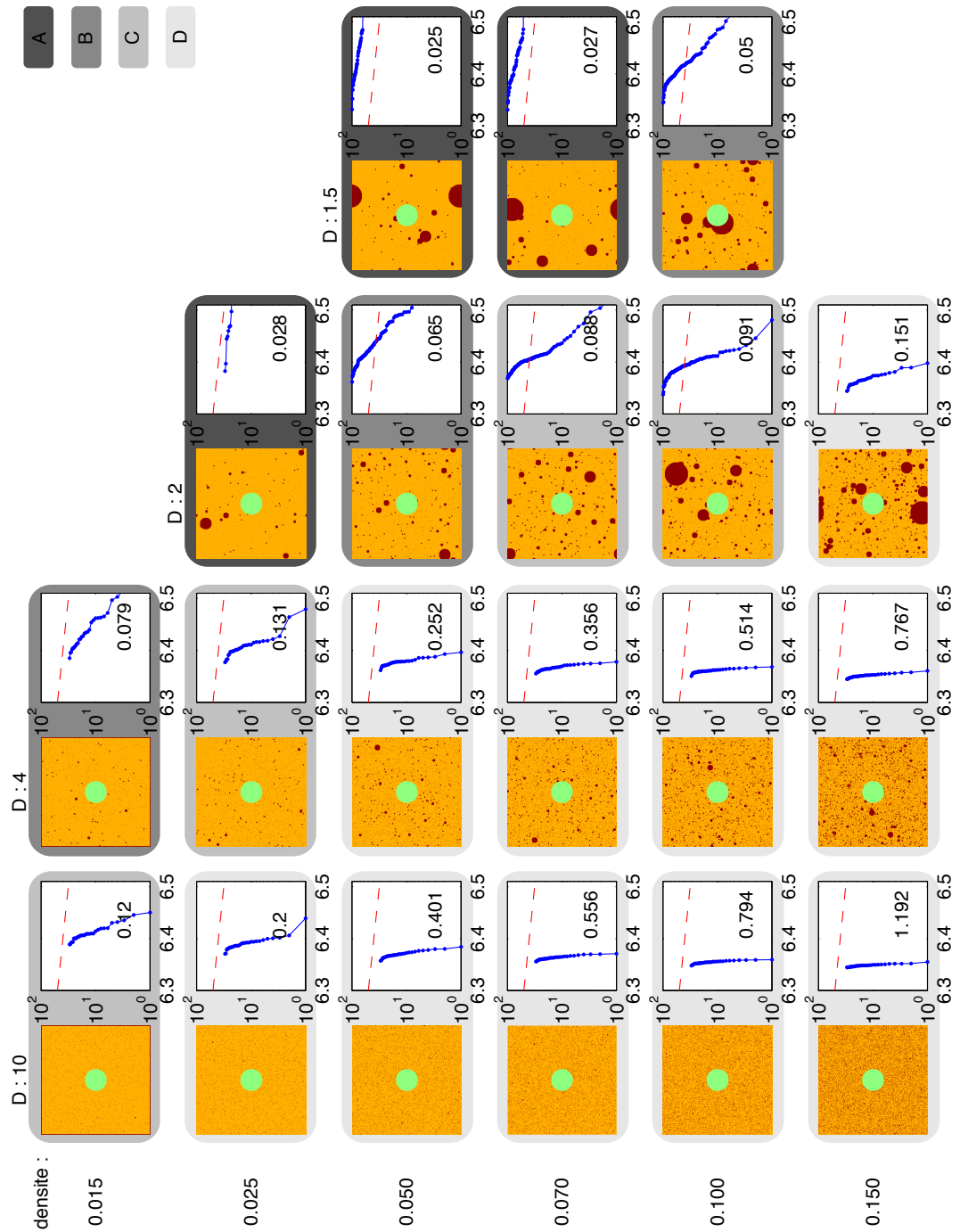


FIG. 6.3 ► Même figure que figure précédente. On a zoomé afin d'améliorer la visualisation des distributions aux tailles comprises entre Mw 6.3 et 6.5. Les pointillés rouges marquent une décroissance d'exposant -1 (Gutenberg-Richter)

### 6.3.2 Distribution taille / nombre d'événements

La distribution des barrières obéit à deux paramètres : le nombre de points collés et leur corrélation spatiale. Plusieurs distributions de tailles de séismes ont été générées en fonction de ces deux paramètres que l'on a fait varier indépendamment. Selon les cas, les distributions de tailles comportent 30 ou 100 événements. Au total, un millier de simulations environ a été nécessaire pour réaliser ces distributions, et au moins autant en tests et études préliminaires, répartis sur les trois années de thèse. La durée des simulations dépend de la taille du séisme généré, et va de 2 à 10 heures de calculs.

Les résultats sont présentés sur les figures 6.2 et 6.3. Concernant les distributions, on constate tout de suite qu'une forte densité, ou un "clustering" faible (paramètre  $D$  élevé), impliquent des tailles de séismes limitées. En allant plus loin dans l'analyse des types de distributions obtenues, on peut les regrouper par caractéristiques similaires : les familles A et B regroupent des distributions contenant des gros événements, correspondant à la rupture totale de la surface de faille (exception faite des points collés). La famille A correspond à des distributions avec une majorité de gros séismes, la famille B à une majorité de petits séismes. Les familles C et D ne comprennent que des petits événements. Ces deux familles sont distinctes par une différence d'évolution de la pente de la loi de distribution de tailles, visible sur la figure 6.3. Les événements de la famille C sont en moyenne plus grands que ceux de la famille D.

A la vue de ces résultats, les deux paramètres testés, nombre de points collés et leur corrélation spatiale, semblent être équivalents. Tous les types de familles de distributions se retrouvent lorsque l'un des paramètres évolue indépendamment de l'autre. La seule différence se trouve dans la variabilité des tailles. En effet, il semble qu'augmenter la densité de points collés diminue la taille du plus petit séisme de la distribution (famille B ou C).

### 6.3.3 Profils de glissement

On calcule des profils moyen du déplacement sur la faille en fonction de la direction parallèle à la direction de glissement (direction  $x$ ). Pour cela, on moyenne le glissement final obtenu sur toute la surface de la faille pour chaque valeur de  $x$ . Cette surface est un carré, identique pour tous les modèles, indépendamment de leur moment final, et de l'étendue géométrique de la portion de la faille qui a effectivement glissé. On inclue donc dans le calcul des zones de la faille où le glissement est nul. En effet, si l'on se restreint

à moyenner le glissement sur la surface de faille qui a glissé, de géométrie différente pour chaque événement, on supprime l'effet 3D, qui autorise la zone de glissement à se réduire progressivement en terme d'étendue en  $y$ . La figure 6.4 montre l'impact de la méthode de calcul des profils sur le profil obtenu.

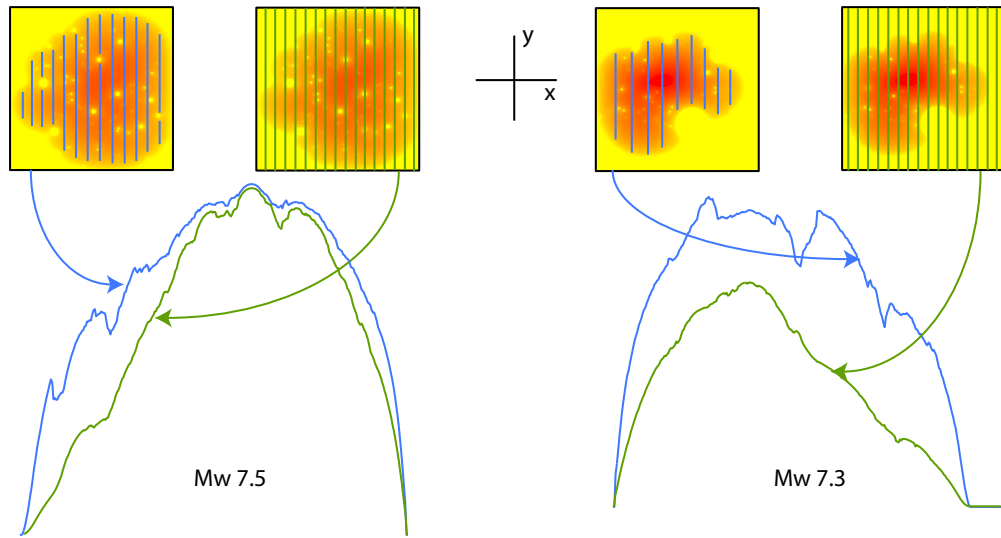


FIG. 6.4 ► Influence de la méthode de calcul des profils moyen selon la direction  $x$ , parallèle au glissement, sur la faille. On montre, pour deux séismes de taille et profils différents, en bleu, la courbe obtenue en moyennant uniquement les valeurs non-nulles (cartouches de gauche en haut pour chaque séisme) et, en vert, le profil obtenu dans le cas d'une moyenne intégrale sur tout le plan de faille, comprenant les zones n'ayant pas glissé (cartouches de droite). On voit que les tendances linéaires sont présentes dans les profils verts, là où dans les profils bleus, on tend vers un profil elliptique. Cela démontre la marque de la géométrie spatiale 3D de la zone rompue sur le profil de déplacement moyen obtenu. Les parties linéaires sont systématiquement observées quand la rupture meurt au milieu du plan de faille, et que la dimension en  $y$  de la zone de glissement se réduit progressivement, alors que lorsque la rupture atteint le bord du modèle, on retrouve les profils elliptiques caractéristiques des profils 2D (dimension en  $y$  infinie).

Les profils de glissement obtenus dans les modèles hétérogènes sont loin des profils obtenus dans les modèles homogènes, qui sont elliptiques. Comme nous venons de le discuter, cela est en partie dû à la géométrie 3D de ces modèles, et au fait que la zone rompue se réduit progressivement spatialement. Les modèles homogènes qui présentent un profil de glissement moyen elliptique cassent une zone de faille rectangulaire. Notons qu'une aspérité circulaire n'a pas un profil de glissement moyen elliptique, mais proche de celui

que l'on observe pour les petits séismes de nos distributions, soit une forme de cloche. Dans tous les modèles avec barrières que nous avons générés, les profils des grands séismes ( $M_w > 6.5$ ) sont très irréguliers, et présentent des tendances linéaires marquées.

La figure 6.5 montre la forme moyenne des profils pour les petits séismes, qui n'arrivent pas à progresser au delà de la zone d'initiation (zone rompue pseudo-circulaire) et la forme moyenne des profils pour les gros séismes, qui cassent toute la surface de faille, à l'exception des petites barrières. Ces derniers présentent une asymétrie, et des portions de décroissance linéaire. Les profils sont pseudo-elliptiques à leurs extrémités, du fait de la rupture de la totalité de la surface de faille. Il existe une grande variabilité autour de ces tendances fortes. Dans les cas où la rupture ne vient pas mourir sur le bord du modèle, on constate une ressemblance marquée avec les formes triangulaires identifiée sur les profils de rupture de surface et de glissement cinématique (Manighetti *et al.*, 2005). Ici encore, l'introduction d'hétérogénéités semble rapprocher les modèles de la réalité.

La figure 6.5 montre aussi la distribution des positions des maximums de glissement sur les profils relativement à la position de l'hypocentre. On constate que le maximum de glissement se décentre jusqu'à 40% de la longueur du profil. Ces valeurs sont compatibles avec celles que l'on observe sur les séismes réels (Mai *et al.*, 2005; Manighetti *et al.*, 2005). Cette dispersion est symptomatique de la dissymétrie observée sur les profils. On peut aussi rajouter que cette distribution centrée sur l'hypocentre est biaisée par la localisation centrale de la zone d'initiation dans le cas des grands événements qui rompent l'intégralité de la faille, et par la taille de la zone d'initiation, qui est relativement importante par rapport à la taille des petits séismes.

### 6.3.4 Fonction source

Le moment des ruptures modélisées est calculé toutes les demi-secondes environ ( $\Delta t = 0,385$ s). Le moment est calculé comme l'intégrale du déplacement sur la faille multiplié par la rigidité  $\mu$  du milieu :

$$M_0(t) = \mu \int_F u(x, y, t) ds$$

De la même façon, on peut calculer la fonction source, étant la dérivée temporelle du moment, comme :

$$\dot{M}_0(t) = \mu \int_F v(x, y, t) ds$$

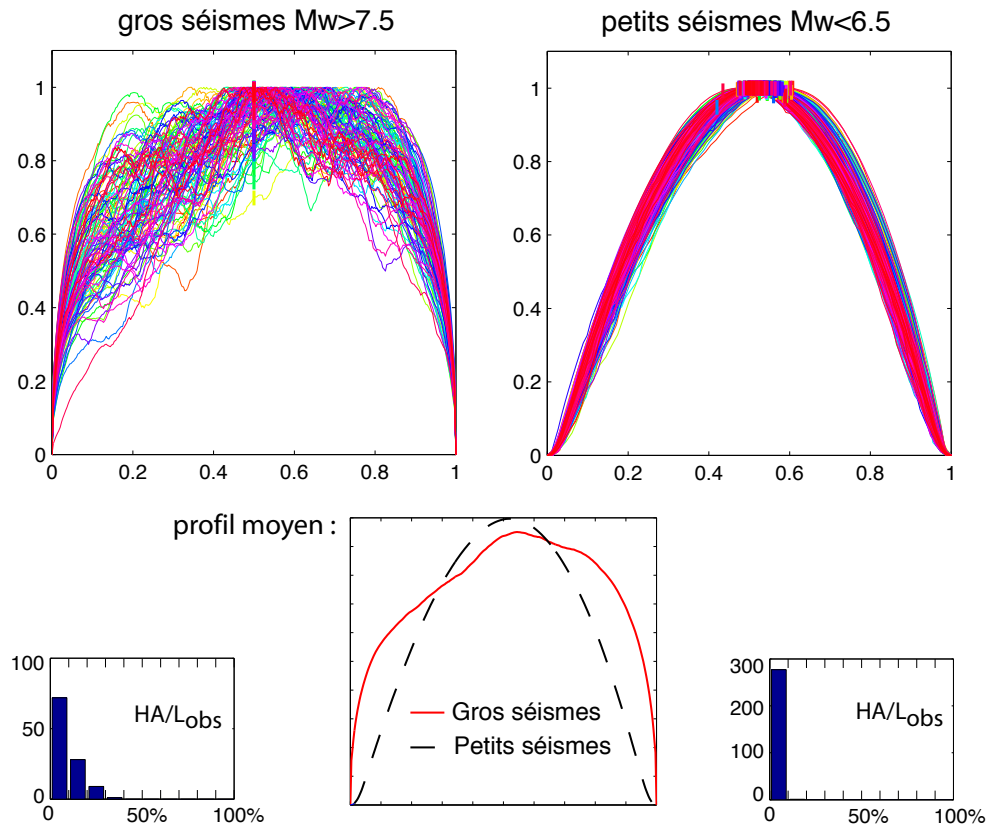


FIG. 6.5 ► Profils de glissement moyen obtenus pour les séismes en fonction de leur taille. Tous les profils ont été normalisés par leur maximum et éventuellement inversés pour que leur barycentre se situe toujours à  $x > 0,5$ . Les petits traits gras marquent l'emplacement de l'hypocentre sur les profils. Les profils moyens pour chaque catégorie sont montrés en bas afin de constater la différence d'évolution du profil en fonction de la taille finale. Les grands séismes se caractérisent par une asymétrie, des pentes de décroissance linéaire et une courbure elliptique aux extrémité des profils due à la rupture de l'intégralité de la faille. Les petits séismes sont caractérisés par un profil en forme de cloche, avec relativement peu de variabilité. On a représenté en bas à gauche et à droite les distributions de la distance hypocentre-maximum du profil de glissement en proportion de la longueur du profil. Les grands séismes se caractérisent par une plus grande variabilité de la position du maximum de glissement, qui s'éloigne de l'hypocentre.

La transformée de fourier de  $\dot{M}_0(t)$  est le spectre de la fonction source. Celui-ci présente une décroissance en loi puissance à haute fréquence et un plateau à basse fréquence. Ce plateau donne directement la valeur du moment sismique

$M_0$ , en N.m, et permet de calculer la magnitude de moment  $M_w$ . Nous avons calculé ces fonctions sources et leur contenu fréquentiel pour les ruptures que nous avons générées avec les distributions de petites barrières aléatoires. Les résultats sont présentés sur la figure 6.6.

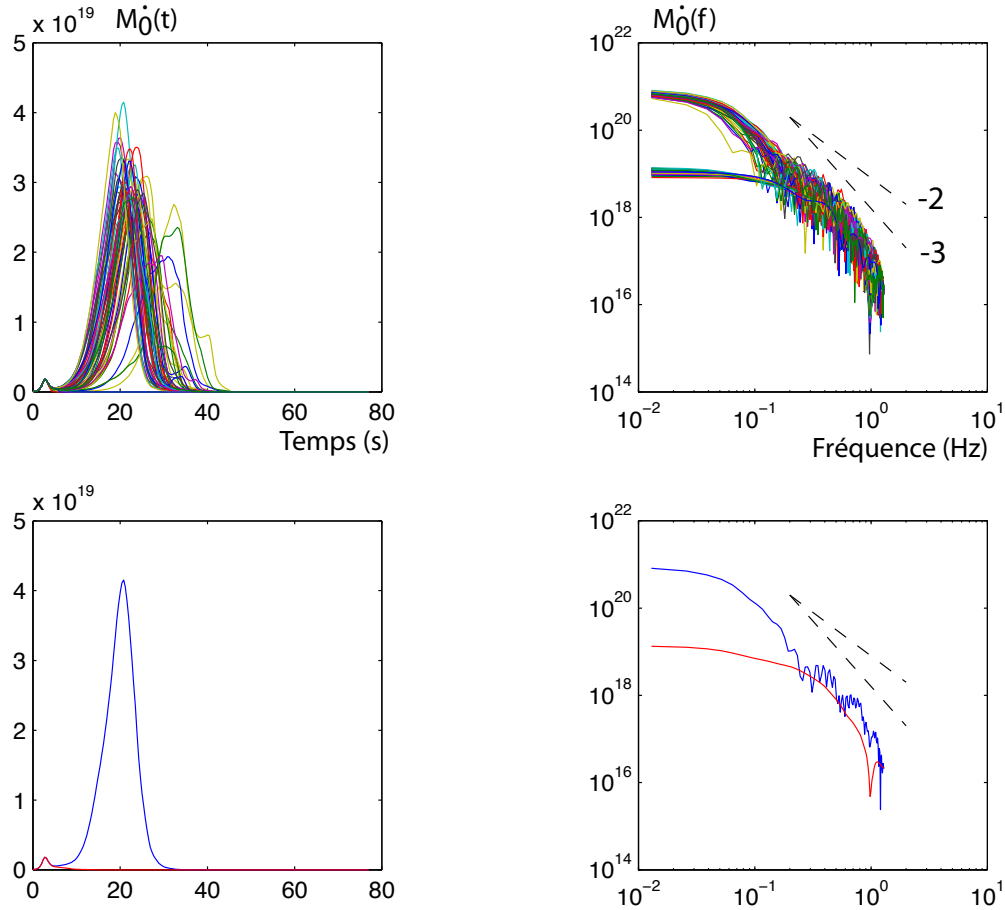


FIG. 6.6 ► En haut, 100 fonctions sources obtenues pour le modèle hétérogène de dimension fractale  $D=1,5$  et de densité de barrières  $d=0,05$ , et leurs spectres (à droite). En bas, mêmes quantités mais pour deux valeurs extrêmes de magnitude, seulement. La pente de la loi puissance qui décrit la décroissance de l'énergie aux hautes fréquences est comprise entre -2 (fréquences comprises entre 0,1 et 0,5 Hz) et -3 (fréquences  $> 0,5$ Hz). Tous les événements sont caractérisés par un apport hautes fréquences important lié à la phase d'initiation. Cela est particulièrement visible sur le spectre du petit séisme. Les grands événements ( $M_w > 7.5$ ) cassent toute la surface de faille et viennent mourir brutalement sur les bords du modèle. Des hautes fréquences supplémentaires sont visibles dans le spectre des grands événements.

On y constate que l'énergie à hautes fréquences des événements modélisés

décroît en loi puissance, comme observé dans la nature. Il existe une distinction entre les spectres des gros et des petits événements générés. Outre la fréquence de coupure, nécessairement plus basse pour les grands événements, on constate que les grands événements ont plus d'énergie à hautes fréquences que les petits. On observe une décroissance d'exposant -2 juste après la fréquence de coupure pour les grands événements. Mais, une décroissance d'exposant proche de -3 caractérise la fin du spectre, à la fois pour les petits et pour les grands séismes. Les différences spectrales entre petits et grands événements proviennent de la propagation en milieu hétérogène et de l'arrêt sur les bords du modèle. Malheureusement, à cette résolution temporelle, la fonction source est très lisse, et on ne peut observer l'influence des petites barrières, qui doit être visible sur les fréquences supérieures à 1 Hertz. L'influence des bords du modèle se traduit par une décroissance d'exposant -2 au delà de la fréquence de coupure, comme remarqué dans leurs modèles par [Ripperger \*et al.\* \(2007\)](#).

### 6.3.5 Vitesse de rupture

Pour étudier l'influence de la présence des petites barrières sur la vitesse de rupture, nous avons modifié légèrement la configuration du modèle. Le modèle présenté a une dimension de 150x500 points, afin d'augmenter la distance de propagation maximale dans la direction parallèle au sens de glissement. Les paramètres de la loi de friction et le champ de contrainte initial ont été choisis différemment des simulations précédentes. En effet, quand on cherche l'arrêt de la rupture, on se place le plus proche possible de la stabilité, ici, au contraire, nous nous sommes rapprochés le plus possible de l'instabilité. La valeur de chargement initial sur la faille a été augmentée. Le modèle est ainsi calibré pour que la rupture atteigne et franchisse la transition "sub-shear/supershear".

Les résultats de la comparaison apparaissent sur la figure [6.7](#). Les deux modèles présentés ont les mêmes paramètres. La seule différence réside dans la présence ou non de petites barrières sur le plan de faille. On constate que dans le modèle hétérogène (à droite) la transition supershear est gênée (propagation vers la droite) voire empêchée (propagation vers la gauche). Cela démontre l'influence des petites barrières sur le bilan énergétique de la rupture. On montre enfin ici que l'hétérogénéité spatiale des propriétés mécaniques de la faille semble nécessaire pour expliquer le faible nombre de séismes se propageant à vitesse "supershear" dans la nature.

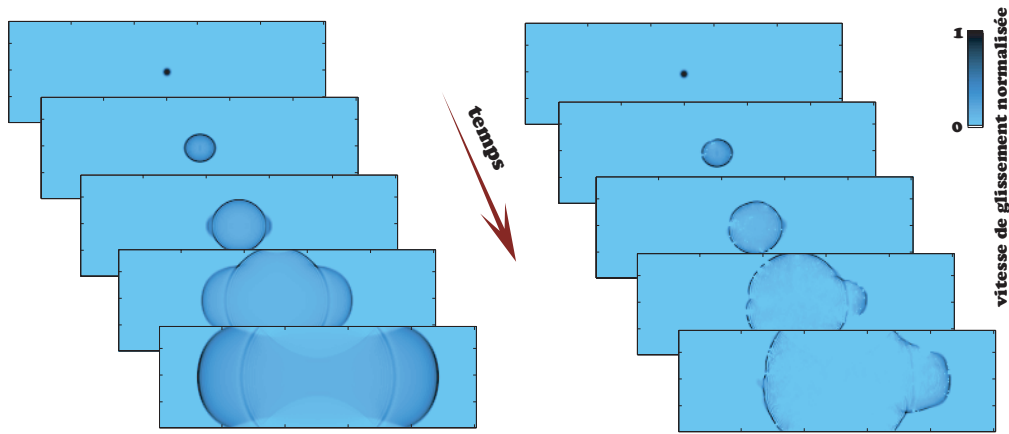


FIG. 6.7 ► Influence des petites barrières sur l'apparition du pulse "supershear". Les paramètres de friction et les contraintes sont choisis de façon à donner naissance, dans le cas homogène, à la transition de la vitesse de rupture  $V_R$  à  $V_P$ . On constate que le fait d'ajouter des petites barrières sur le plan de faille empêche (à gauche) ou gêne (à droite) l'apparition du pulse rapide.

## 6.4 Discussion

L'établissement de familles de distributions de tailles d'événement (figures 6.2 et 6.3) montre que les deux paramètres qui contrôlent le style de la distribution des barrières ne sont pas indépendants. Un seul paramètre semble ainsi gouverner les résultats. Intuitivement, celui-ci doit être lié à la surface dont dispose la rupture pour se développer entre les barrières incassables. Celle-ci doit augmenter lorsque la densité de barrières diminue sur le plan de faille, mais aussi lorsque l'on augmente la corrélation spatiale (D diminue) entre les points collés. On montre sur les figures (chiffre apparaissant en noir en bas à droite sur chacune des figures représentant la distribution taille/fréquence des événements) la valeur de la probabilité d'avoir un point collé à côté d'un point non collé tiré au hasard sur le plan de faille. Ce chiffre est en parfait accord avec les familles déterminées : la probabilité est faible pour les distributions de type A et augmente progressivement pour les distributions B, puis C et enfin D. Nous proposons donc l'idée que ce paramètre contrôle le type de distribution finalement obtenu pour chacun des cas. Ce paramètre est défini comme l'estimation de la probabilité pour le front de rupture d'arriver sur une barrière. Celle-ci est égale à la somme des probabilités de rencontrer chaque type (différentes tailles) de barrières. Pour chaque taille de barrière, on calcule la probabilité suivante : sachant que je me trouve sur un point cassable, quelle est la probabilité de me trouver à



côté d'un point de barrière (point bloqué) ? Pour chaque barrière de taille  $\mathbf{n}$ , il existe un nombre  $\mathbf{P(n)}$  de points finis de la faille pour lesquels cette probabilité est 1, il s'agit des points situés à la périphérie immédiate de la barrière. L'estimation de la probabilité générale  $\mathbf{P}$  revient donc à calculer la proportion du nombre  $\mathbf{P(n)}$  de ces points par rapport au nombre  $\mathbf{Stot}$  de points sur la surface de faille ( $S_{tot} = 301 \times 301$ ), et de la multiplier par le nombre de barrières de chaque taille incluses dans le modèle. Soit :

$$P = \sum_{n=0}^6 \frac{N(n) \times P(n)}{S_{tot}}$$

Notons que cette estimation, au premier ordre, de la probabilité de présence des barrières sur la faille est surévaluée lorsque la densité de barrière est élevée, car on ne tient pas compte des points non bloqués qui seraient voisins de deux barrières ou plus (cela explique que l'on dépasse 1 dans le modèle le plus dense). Les valeurs de  $P(n)$  sont les suivantes :

n	0	1	2	3	4	5	6
P(n)	8	16	32	64	128	256	512
N(n)	91	32	11	4	1	1	0

La distribution  $N(n)$  est donnée à titre d'exemple. Elle est obtenue pour des valeurs de  $D=1,5$  (fort "clustering") et  $d=0,05$  (densité de barrière moyenne). Cette distribution est celle qui possède la plus petite probabilité (0,025) de trouver un point collé à côté d'un point non collé (voir figure 6.2), soit celle où le front de rupture a le plus de chances de se propager sans rencontrer de barrières.

Notons aussi que la pente apparente de la loi de décroissance des tailles diminue lorsque l'on augmente la taille moyenne des séismes, c'est-à-dire lorsque la probabilité précédemment décrite diminue. Cela est particulièrement visible sur la figure 6.3. Par référence à la loi de Gutenberg-Richter (GR), on a représenté en pointillés rouges une pente de -1, qui est atteinte pour les distribution de type A. Cette loi signifie que dans la nature, d'après le catalogue de sismicité mondial ou dans les catalogues régionaux, le logarithme du nombre de séismes observés rapporté à leur magnitude décroît avec un exposant proche de -1. Une variation existe selon les régions étudiées, mais l'exposant reste toujours proche de -1. Avec ce modèle, nous obtenons aussi une relation de décroissance, dont les exposants peuvent aller de -10 à -1. [Ide et Aochi \(2005\)](#) trouvent également une loi de décroissance de type GR, mais la paramétrisation *ad hoc* de leur modèle, conçu sur le principe de la rupture en cascade, est responsable de ce résultat. [Zöller et al. \(2005\)](#)

trouvent eux aussi une loi de GR, mais ne précisent pas quel paramètre dans leur modèle contrôle la pente de la loi. Quelle est la portée de nos résultats concernant les exposants ? On peut rappeler que l'origine de la loi de GR n'est pas explicite : on ne sait pas, à ma connaissance, si la loi de GR est valable pour une faille donnée, pouvant générer à elle seule toute une gamme de tailles de séismes, ou est simplement liée à l'intégration de la sismicité sur des segments de failles de tailles variées, dont la distribution de taille contrôle la distribution des séismes. Dans cette optique, nos résultats peuvent signifier que la loi de GR trouve son origine dans l'hétérogénéité située à la source, une hétérogénéité qui obéit manifestement à une distribution particulière, car l'exposant obtenu varie en fonction des paramètres de la distribution des barrières. Cette dernière conclusion peut être rapprochée des récents travaux de Ide (2007), qui a déterminé que l'hétérogénéité du plan de faille, caractérisée par une distribution fractale, doit obéir à une statistique très particulière pour reproduire une loi puissance en taille d'événements. Il prône aussi l'évolution régulière, et non aléatoire, de l'énergie de fracturation, ce qui va dans le sens de nos résultats.

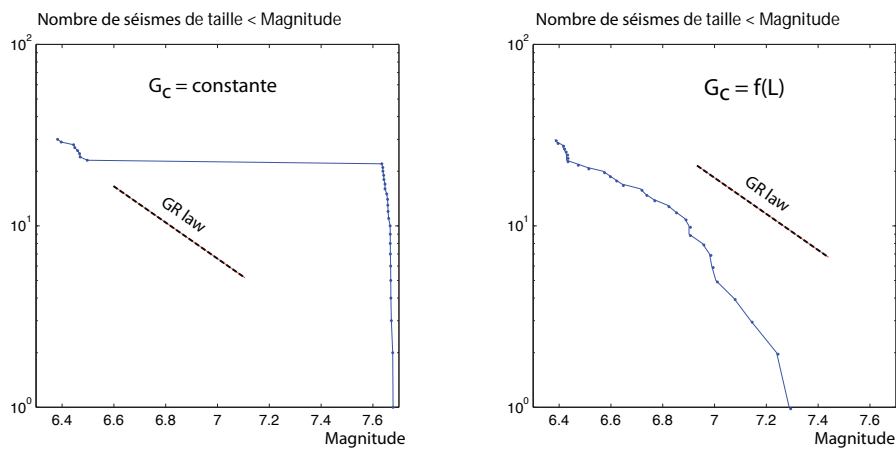


FIG. 6.8 ► A gauche, distribution de type A, où l'énergie de fracturation est constante sur le plan de faille. A droite, distribution obtenue pour une même statistique de barrières, mais une énergie de fracturation dépendante de la distance de propagation, au-delà de 10km du centre de la faille. Le saut dans la distribution des taille vers des séismes qui brisent l'intégralité de la surface de faille a disparu. on obtient une décroissance progressive, proche d'une décroissance similaire à une loi de Gutenberg-Richter.

Enfin, un autre résultat important est clairement visible sur les distributions de type A et B. Il existe un saut vers les grandes tailles de séismes. Ce

saut est caractérisé par une valeur limite de taille de séisme pour les “petits” séismes de la distribution. Cette valeur seuil augmente manifestement avec la probabilité pour la rupture de rencontrer les barrières : la taille limite est plus grande pour la famille B que la famille A. Cela peut s’interpréter en termes de résistance moyenne effective, qui augmente avec le nombre de barrières rencontrées, et décale d’autant la taille critique à atteindre pour la rupture avant de pouvoir se propager librement. Un saut similaire a déjà été observé par [Ripperger \*et al.\* \(2007\)](#) et [Zöller \*et al.\* \(2005\)](#). Ces derniers auteurs ont d’ailleurs besoin de très fortes barrières pour s’en affranchir et bloquer le processus de rupture de l’intégralité de la faille. Celui-ci est typique du phénomène de criticalité introduit par [Madariaga et Olsen \(2000\)](#) et discuté au chapitre précédent. Il dénote qu’au delà d’une certaine taille critique, la rupture possède plus d’énergie que celle opposée par la résistance à la rupture des zones situées au devant du front de rupture (énergie de fracturation). Si les barrières introduites dans notre modèle augmentent de façon certaine cette énergie de fracturation, expliquant l’arrêt observé aux petites tailles, cette augmentation semble, une fois la rupture arrivée à la taille critique observée, être compensée. On se trouve alors devant une rupture qui se comporte de façon similaire à une rupture en milieu homogène, incapable de s’arrêter. Cela démontre que l’augmentation de l’énergie de fracturation introduite par les barrières n’augmente pas aussi vite que l’énergie de la rupture (augmentation en fonction de la distance de propagation). En prenant pour hypothèse que l’équilibre se situe autour de la taille critique observée dans nos modèles, nous avons calculé le cas où l’énergie de fracturation de la surface de faille cassable augmente linéairement avec la distance de propagation. En pratique, cette augmentation de l’énergie de fracturation ne se fait pas dès la sortie de la zone d’initiation, car cela oppose une résistance trop forte au développement de la rupture, et les séismes ne se développent pas au-delà. Par essai-erreur, nous avons déterminé une distance critique égale à 42 points, soit 8,4km de l’hypocentre (ou encore 2,4km de propagation hors de la zone d’initiation). Avant cette distance, l’énergie de fracturation est constante, au-delà, elle augmente par une dépendance linéaire de  $d_c$  avec  $L$ . L’augmentation de l’énergie de fracturation est ainsi de  $1,85\text{MJ.m}^{-2}$  par kilomètre. Nous avons fixé cette valeur arbitrairement, par essai-erreur, conjointement à la valeur de la distance à partir de laquelle l’énergie de fracturation commence à augmenter. A titre de comparaison, [Andrews \(2005\)](#) trouve que l’augmentation d’énergie de fracturation qu’implique la dissipation plastique dans un modèle de propagation 2D plan possédant la même chute de contrainte (10MPa) est de  $1\text{MJ.m}^{-2}$  par kilomètre. On se situe donc dans une gamme d’augmentation tout-à-fait raisonnable. La figure 6.8 montre que cette dépendance tue le saut, et on retrouve une loi de décroissance comprenant une gamme non

tronquée de tailles de séismes ! Dans ce cas de figure, où l'énergie de fracturation augmente linéairement avec la distance de propagation (phénomène induit par exemple par la plasticité) les barrières se retrouvent responsables de l'arrêt de la rupture à toutes les tailles. La distribution de magnitudes obtenue obéit à une loi de fréquence de type GR. Ainsi, avec deux ingrédients simples, dépendance en  $L$  de l'énergie de fracturation et localisation aléatoire de petites barrières sur le plan de faille, on peut reproduire une statistique de sismicité réaliste, mais non déterministe, sur un plan de faille.

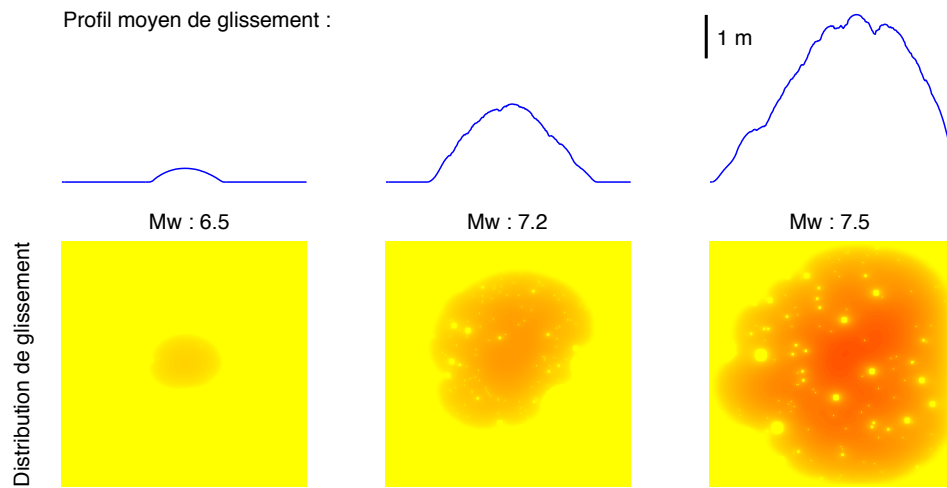


FIG. 6.9 ► Profils de glissement moyen et distribution spatiale de glissement obtenus pour 3 tailles de séismes générés avec la même statistique de barrières et une augmentation linéaire de  $d_c$ , donc de  $G_c$ . On obtient ainsi des tailles de rupture intermédiaires. Le profil moyen de glissement du Mw 7.2 présenté possède les caractéristiques linéaires du plus gros séisme (Mw 7.5), mais sans pour autant rompre la faille jusqu'au bord du modèle. Une portion de profil elliptique est visible sur le bord droit du séisme Mw 7.5.

L'analyse fine de ces modèles montre toutefois que les profils de glissement obtenus (figure 6.9) sont beaucoup plus symétriques que ceux obtenus sans augmentation de l'énergie de fracturation avec la distance de propagation. Cette contrainte d'iso-énergie de fracturation sur des cercles concentriques agit donc sur la forme des profils. Pour la même raison, on constate que la distance hypocentre-glissement maximum est réduite à 10% de la longueur du profil, contre 40% pour les modèles sans augmentation de l'énergie de fracturation, et pour des tailles de rupture comparables. Pour garder les caractéristiques de dissymétrie des profils de glissement des modèles précédent,

il faudrait utiliser une méthode dans laquelle l'augmentation de l'énergie de plasticité est dynamique et non prescrite *a priori*. La plasticité du milieu entourant la faille est une telle méthode. enfin, et pour conclure sur l'analyse de ces modèles, nous avons comparé les spectres des fonctions sources obtenues pour les ruptures dans le cas où  $G_c$  varie et dans le cas où elle ne varie pas. La figure 6.10 présente les fonctions sources et leurs spectres fréquentiels. Par opposition avec la figure 6.6, on peut ici observer les spectres de ruptures qui ne s'arrêtent pas sur les barrières que constituent les bords du modèles. La conséquence directe est que la taille maximale obtenue est plus faible. Cependant, cette paramétrisation permet aussi d'obtenir un meilleur échantillonnage des tailles intermédiaires. En outre, le contenu fréquentiel est radicalement différent. Le résultat important de cette analyse spectrale de la fonction source est le constat que l'énergie à haute fréquence ( $0,1\text{Hz} < f < 1\text{Hz}$ ) est entièrement contrôlée par la sortie de la rupture de sa phase d'initiation (premier pulse), qui se caractérise par un à-coup bien visible, et relativement court. En d'autres termes, l'arrêt des ruptures par les petites barrières disséminée aléatoirement sur la surface de faille est très lisse : il se fait très progressivement, très lentement. La signature spectrale des petites barrières n'est donc pas visible sur cette gamme de fréquence. Il n'est bien sûr pas exclu que de l'énergie soit visible à plus haute fréquence, mais son importance doit être relativement limitée. Ce résultat est probablement symptomatique de l'"étouffement" que subit la rupture dans ces modèles, puisqu'elle dispose d'une faible quantité d'énergie disponible pour se propager. En effet, l'énergie de fracturation moyenne augmente à mesure que la rupture se propage, et les petites barrières constituent des obstacles infranchissables, qui bloquent localement la progression de la rupture.

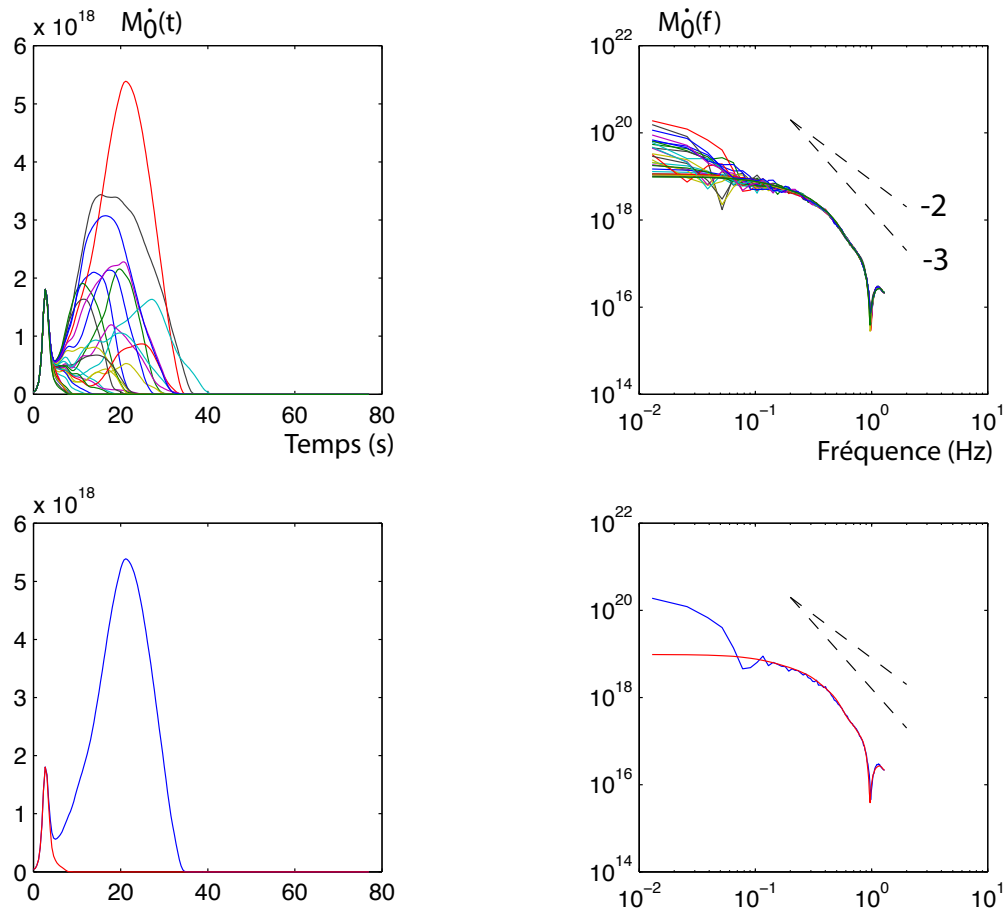


FIG. 6.10 ► Fonctions sources et et spectres correspondants pour les modèles possédant une augmentation linéaire de  $d_c$  sur la faille tel que décrit dans le texte, une dimension fractale  $D=2$ , et une densité  $d=0,025$ . Ici, les grandes ruptures s'arrêtent avant les bords du modèle. On ne peut donc pas incriminer l'influence des bords pour expliquer le contenu haute fréquence des fonctions sources. On constate que les amplitudes spectrales pour des fréquences comprises en 0,1 et 1Hz, soit la fin de notre échantillon, sont identiques pour les gros et les petits événements. Ce contenu "haute fréquence" est donc contrôlé par la phase d'initiation, ou du moins, par le pulse visible au début de la fonction source.

Pour résumer :

- La présence de petites barrières très résistantes sur le plan de faille, peu visibles d’un point de vue cinématique (fonction source) ou statique (glissement), modifie le bilan énergétique de la rupture : la transition “super-shear” peut être retardée ou empêchée.
- On peut obtenir une grande variabilité de tailles de séismes en plaçant aléatoirement sur le plan de faille des barrières de petite taille (en conservant la statistique de tailles des barrières).
- Dans le cas testé, où les barrières sont très résistantes, la statistique de taille/nombre des barrières ne contrôle pas directement la distribution des tailles de séisme obtenue : c’est la statistique de l’espace laissé entre les barrières qui détermine la distribution obtenue.
- La transition vers la rupture de la totalité de la surface de faille peut être évité en incluant une énergie de fracturation qui augmente linéairement avec la taille de la rupture.

## Chapitre 7

Lois d'échelles et rupture  
dynamique dans un milieu 3D  
élastique



---

## Sommaire

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>154</b>
<b>7.2</b>	<b>Modèles numériques</b>	<b>157</b>
<b>7.3</b>	<b>Loi d'échelle glissement/longueur issue des modèles dynamiques</b>	<b>160</b>
<b>7.4</b>	<b>Discussion : de l'importance de prendre en compte la dynamique</b>	<b>166</b>
	<b>Résumé</b>	<b>181</b>

---

## 7.1 Introduction

Les paramètres caractérisant les tremblements de terre obéissent à des lois d'échelles simples qui sont discutées depuis longtemps (voir [Scholz, 2002](#), *Phenomenology of earthquakes*, p.198). Comme nous l'avons présenté au chapitre précédent, on sait par exemple, que si l'on regarde la sismicité mondiale, une loi puissance régit la relation entre le nombre de séismes en deçà d'une certaine taille et cette taille (loi de Gutenberg-Richter, du nom des deux sismologues l'ayant formulée). Cette loi dit qu'il y a dix fois plus de séismes de magnitude  $M$  que de séismes de magnitude  $M+1$ <sup>1</sup>. L'origine physique de cette loi reste débattue. Le chapitre précédent, de même que les études telles que celles d'[Ide \(2007\)](#), visent à comprendre si l'origine de la loi se situe au niveau des paramètres intrinsèques de la friction sur la faille.

Une autre loi d'échelle bien connue est celle reliant la taille de la source  $a$  au moment sismique  $M_0$  d'un tremblement de Terre :

$$\log M_0 \propto \log a^3 \quad (7.1)$$

Ici, on suppose que la source est circulaire, et possède une seule dimension caractéristique. Les deux quantités  $a$  et  $M_0$  sont mesurables sur les données sismologiques.  $M_0$  est proportionnel à l'amplitude spectrale à basse fréquence des accélérogrammes, et  $a$  est proportionnel à la durée de la rupture, et donc à la fréquence coin du spectre de l'accélération du sol. [Hanks \(1977\)](#) montre

---

<sup>1</sup>La loi puissance n'est plus observée pour les très petites magnitudes ( $M < 2$ ) car il est difficile d'enregistrer tous les petits séismes (problème de rapport signal sur bruit et de couverture spatiale), ainsi que pour les très gros séismes ( $M > 8$ ) dont le temps de retour est très grand.

que cette loi est vérifiée pour les petits séismes. Cela implique une autre propriété remarquable. L'expression du moment est :

$$M_0 \propto \mu L W D$$

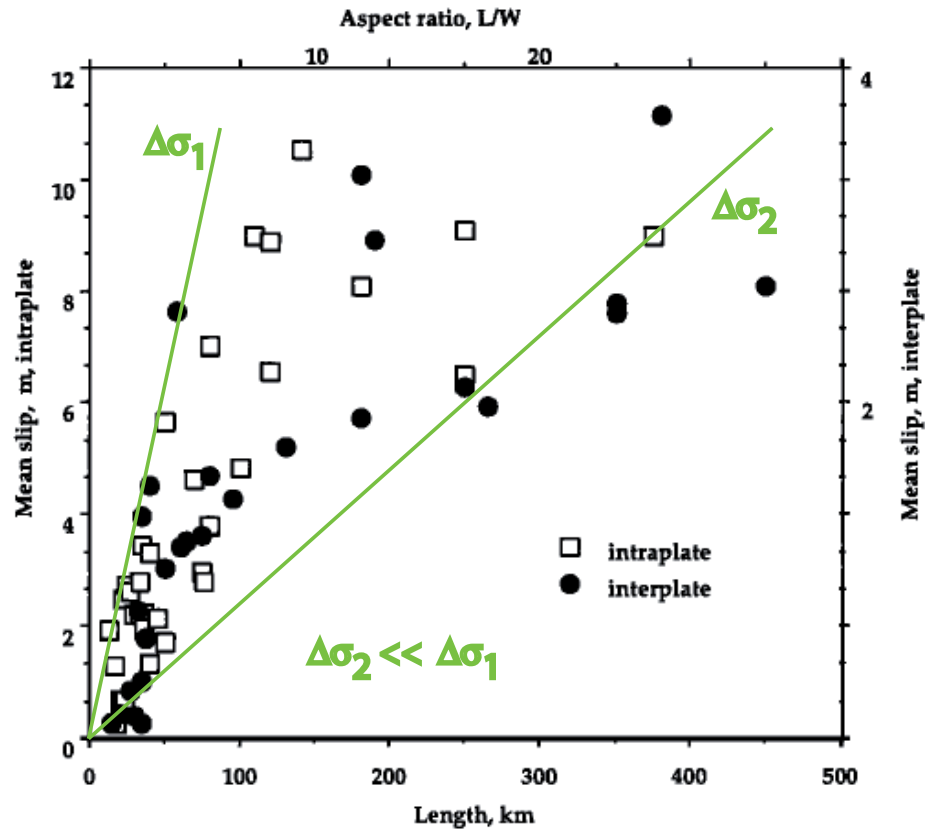
Dans le cas d'une fracture circulaire,  $L = W = a$ . On sait par ailleurs que, dans un modèle 1D de fracture statique, le déplacement moyen est proportionnel à la chute de contrainte et à la taille  $a$  de la fracture :

$$D \propto a \frac{\Delta\sigma}{\mu} \quad (7.2)$$

où  $\Delta\sigma$  est la variation de contrainte moyenne sur le plan de faille, et  $\mu$  la rigidité du milieu. Ainsi, pour satisfaire l'équation 7.1, la chute de contrainte moyenne est invariante d'un séisme à l'autre. En pratique, on observe que sa valeur est comprise entre 1 et 100 bars (0,1 à 10MPa), et ce pour toutes les tailles de séismes qui valident la loi d'échelle. La loi d'échelle la plus utilisée pour connaître le déplacement attendu pour une longueur de rupture donnée est une loi de simple dépendance linéaire telle que celle ci-dessus (équation 7.2). Elle a été calibrée empiriquement sur l'ensemble des données disponibles (Wells et Coppersmith, 1994).

L'extension de cette loi aux grands tremblements de terre est problématique. En effet, à partir d'une certaine taille de séisme, les surfaces rompues deviennent plus longues que larges. Dans le même temps, les données mettent en évidence une baisse de l'augmentation du glissement avec la longueur de la faille. Il devient alors difficile d'expliquer les données avec un modèle de croissance isotrope de la surface rompue (loi simple en  $D/L$  type Wells & Coppersmith), à moins de prendre en compte une chute de contrainte très faible pour les grands séismes (figure 7.1).

Une deuxième hypothèse raisonnable veut que la dimension la plus courte de la surface de faille, la profondeur, contrôle la saturation du glissement, en limitant la déformation. On constate ainsi que dans les inversions des séismes crustaux intraplaque, on ne retrouve pas de glissement au delà de la profondeur de 15 kilomètres (résultat discuté par Beresnev, 2003; King et Wesnousky, 2007), qui est considérée comme la limite moyenne de la zone sismogène dans la croûte terrestre (voir par ex. Scholz, 1988). Toutefois, dans les observations, le glissement ne sature pas réellement, et continue à augmenter avec  $L$ . Cela peut encore être expliqué par une variation de chute de contrainte moyenne avec la taille du séisme, qui cette fois-ci doit augmenter pour expliquer l'augmentation du glissement avec  $L$ .



modifié d'après Shaw and Sholz (2001)

FIG. 7.1 ► Déplacement en fonction de la longueur de faille pour divers séismes. Nous avons modifié la figure de [Shaw et Scholz \(2001\)](#) pour montrer deux courbes d'évolution de  $D$  en fonction de  $L$  de type Wells&Coppersmith, correspondant à deux valeurs de chute de contrainte différentes. Pour les grands séismes, selon ce modèle, la chute de contrainte est nécessairement plus faible, au sein de chaque régime (intra ou inter-plaque).

Enfin, [Shaw et Scholz \(2001\)](#) proposent d'expliquer cette saturation progressive par un modèle 2D très simple, qui explique bien le comportement moyen observé. La loi qui gouverne l'évolution du glissement avec la longueur de la faille possède un paramètre de plus : la profondeur de la zone

sismogénique  $W$  :

$$\bar{D} = \frac{\alpha}{1/W + 1/L}, \text{ avec } \alpha = C \frac{\Delta\tau}{\mu}$$

où  $C$  est une constante dépendant de la géométrie considérée. Cette loi prédit que pour les petits séismes, lorsque  $L = W$ , le glissement croît rapidement de façon linéaire avec la taille de la source, et qu’au delà,  $W$  étant constant, la croissance continue mais s’amortit.

[Manighetti \*et al.\* \(2007\)](#) proposent une nouvelle vision de ces lois d’échelles en appliquant ce modèle à une multitude de données, regroupant des profils de glissement de surface et des résultats d’inversions de modèles cinématiques (voir figure 7.2). La dispersion des données autour de la loi moyenne n’est plus expliquée par une variation de quelques ordres de grandeur de la chute de contrainte, mais par une structuration des failles en un nombre de segments varié. L’ordre de grandeur de la variation de la chute de contrainte des séismes est fortement réduit, des 3 ordres de grandeur classiques à 1 seul, et la structuration fait émerger des caractéristiques tectoniques remarquables telles que la longueur maximale des segments : 200km, ou leur nombre maximal : 4.

Dans cette partie, nous réalisons une étude numérique, basée sur la dynamique de la rupture, de cette loi d’échelle reliant deux des paramètres macroscopiques les plus importants : le glissement et la taille de la rupture. Il faudra garder à l’esprit que cette étude est réalisée dans le contexte de la propagation d’un “crack”, au sens de Kostrov, et non d’un pulse de glissement de durée prescrite. Par conséquent, c’est la distance aux barrières qui fixe le temps de montée, via la retro-propagation des ondes d’arrêt sur le plan de faille. Nous verrons aussi que l’effet dynamique d’évolution énergétique de ce “crack” a énormément d’importance. L’évolution de la vitesse de glissement, l’amincissement de la zone de cohésion sont des aspect primordiaux qu’il faut aussi prendre en compte, pour comprendre les résultats obtenus.

## 7.2 Modèles numériques

Pour tester la loi d’échelle prédisant la quantité de glissement sur une faille de taille  $L \times W$ , nous utilisons des modèles 3D. Pour des raisons de simplicité et de réduction des paramètres à prendre en compte dans l’interprétation des résultats, nous n’incluons pas de surface libre. La surface de la faille sera donc cloisonnée par des barrières incassables à toutes les extrémités.

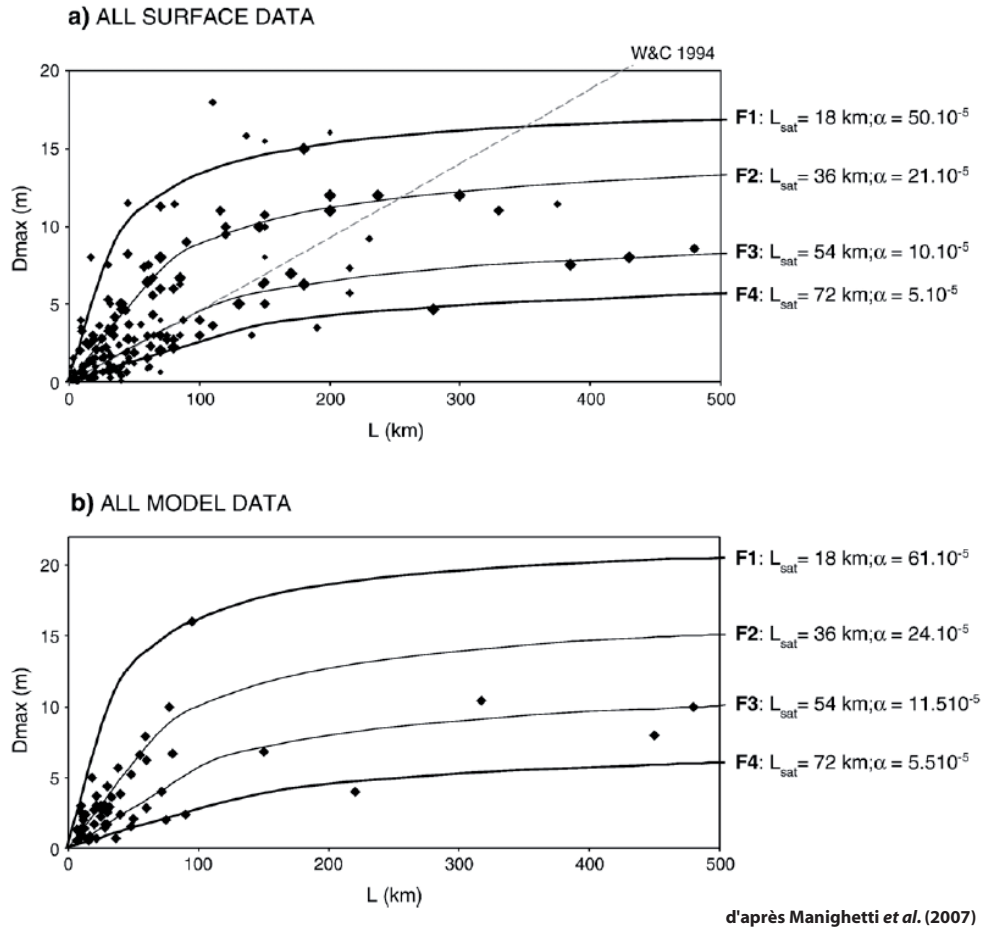


FIG. 7.2 ► Déplacement maximal en surface ou sur la faille en fonction de la longueur de faille pour divers séismes et modèles cinématiques. [Manighetti \*et al.\* \(2007\)](#) ont déterminé que la segmentation des failles, associée au modèle de [Shaw et Scholz \(2001\)](#), pouvait expliquer la variabilité des observations.

Les bords du modèles sont absorbants. On a dimensionné la faille avec des valeurs réalistes pour les tremblements de terre : la largeur maximale de la faille est de 16.8 kilomètres, les longueurs testées vont de 5.6 à 102.4 km. La chute de contrainte est de 5 MPa. Les propriétés élastiques sont égales dans tous les modèles testés, de même que les propriétés de friction (voir figure 7.3). Les paramètres modifiés ( $d_c$ , pas d'espace, pas de temps) selon les cas seront indiqués clairement.

Pour initier la rupture, on définit une zone d'initiation à résistance nulle ( $\tau_s = \tau_0$ ). Le rayon de cette zone est de 1.6 kilomètre pour les simulations

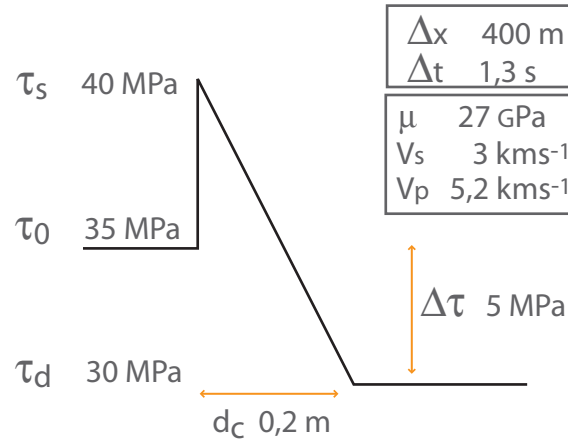


FIG. 7.3 ► Loi de friction, paramètres numériques et élastiques de référence.

possédant un  $d_c$  de 0.2 mètre<sup>2</sup>, et cinq fois plus grand, 8 kilomètres, pour les simulations possédant un  $d_c$  de 1 mètre<sup>3</sup>. Pour démarrer la rupture spontanément, quelques points au centre de cette zone sont mis en mouvement au départ du calcul.

Manighetti *et al.* (2007) ont proposé que la segmentation des failles modifie la loi d'échelle. Pour le mettre en évidence, nous avons conçu des modèles de rupture possédant 1, 2 ou 3 patches de rupture différents, alignés, et séparés par des barrières incassables. La géométrie plane de notre plan de dislocation ne nous autorise pas à décaler les différents segments dans une autre dimension. Les barrières, d'une dimension de 800 mètres, sont d'une dimension négligeable par rapport à la taille des segments, de l'ordre de plusieurs dizaines de kilomètres. Cela autorise le transfert des contraintes statiques d'un segment qui a glissé à un segment non rompu. Ainsi, la rupture passe d'un segment à l'autre spontanément, lorsqu'elle arrive en bout de segment. Dans les modèles ayant un glissement critique relativement important (1m), le chargement statique ne suffit pas pour déclencher la rupture, car il ne se propage pas assez loin sur le segment non rompu. Ces modèles possèdent donc une zone d'initiation sur chaque segment, alors que les modèles à petit  $d_c$  n'ont qu'une zone d'initiation sur le premier segment. Les zones d'initiation secondaires sont légèrement différentes de la zone d'initiation sur le

<sup>2</sup>Symboles sur les graphiques : croix, losanges, chapeaux, carrés, pentagrammes et hexagones.

<sup>3</sup>Symboles sur les graphiques : astérisques, points et cercles.

premier segment : elles possèdent une toute petite résistance statique de 2 MPa, destinée à empêcher le déclenchement par la première onde P émise. Cela est nécessaire si l'on veut garder la propagation séquentielle de segment en segment. Notons que cette volonté de favoriser un déclenchement statique est arbitraire, et que le déclenchement dynamique aurait pu être choisi tout aussi légitimement comme initiateur de la rupture sur les segments secondaires. Cela étant, dans les calculs réalisés avec cette possibilité (non montrés ici), l'histoire de la rupture est bien plus complexe, plus aléatoire, avec l'apparition dans certains cas de rejeux importants liés au passage d'ondes provenant des autres segments. Cela modifiant les quantités de glissement de façon trop imprédictible (dépendant de la longueur des segments et de la distance séparant les zones d'initiations sur chaque segment), le choix du déclenchement statique s'impose alors comme garantie du fait que les segments cassent les uns à la suite des autres. Enfin, pour garantir l'homogénéité et s'assurer d'un minimum de variation du temps de montée d'un segment à l'autre, nous avons choisi d'initier systématiquement sur l'extrémité gauche des segments. En effet, comme nous le verrons par la suite, la position de l'hypocentre sur un segment détermine fortement la durée du pulse de glissement.

## 7.3 Loi d'échelle glissement/longueur issue des modèles dynamiques

La figure 7.4 montre le résultat des simulations réalisées en termes de déplacement maximal et de déplacement moyen en fonction de la longueur de la faille. On a aussi représenté les courbes théoriques qui expliquent les résultats obtenus. Les tailles des failles calculées sont listées dans le tableau 7.1.

### 7.3.1 Quelle loi d'échelle pour le glissement dans un modèle de rupture dynamique ?

A l'issue des calculs, nous disposons de deux quantités : le glissement maximum sur la faille, et le glissement moyen (le cas échéant, la surface des inter-segments, où le glissement est nul, est incluse dans la moyenne). [Mani-ghetti \*et al.\* \(2007\)](#) n'avaient utilisé que les données de glissement maximal pour des raisons de fiabilité des observations. [Shaw et Scholz \(2001\)](#) ont eux proposé une loi gouvernant l'évolution du glissement moyen  $\bar{D}$ . Cette loi est

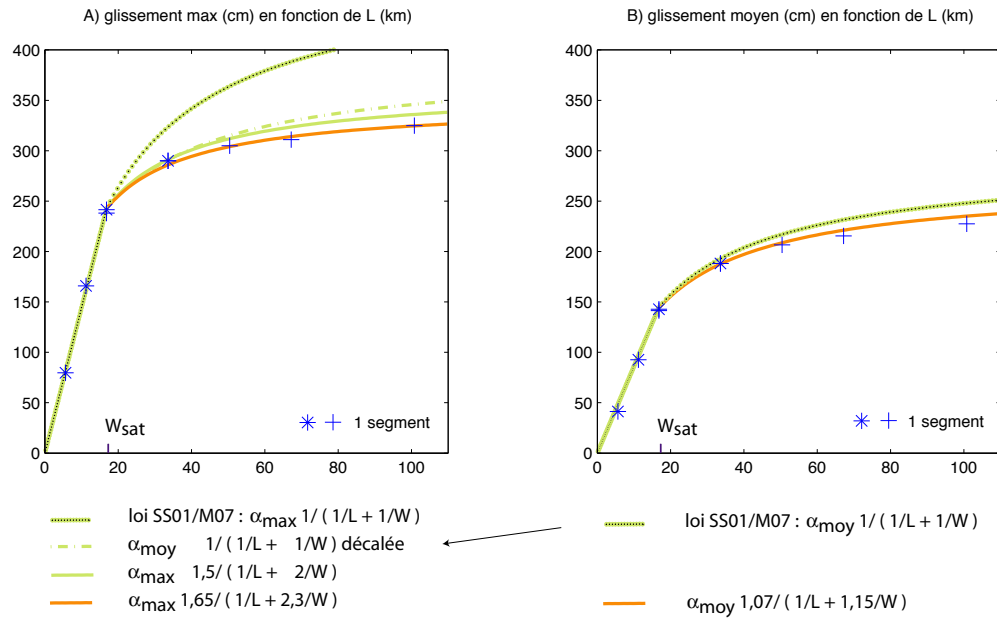


FIG. 7.4 ► Dépendance du glissement maximal (à gauche) et moyen (à droite) sur une faille de longueur donnée en abscisse. La largeur de la faille est de 16,8 kilomètres ( $W_{\text{sat}}$ ) dans tous les cas sauf quand la longueur est inférieure à 16,8 kilomètres, auquel cas la largeur et la longueur sont égales. On retrouve la dépendance linéaire entre longueur et déplacement pour les failles où  $L \leq W_{\text{sat}}$  issue de la théorie classique de la dislocation. Ensuite, le glissement sature pour atteindre un nouveau régime de croissance en fonction de la longueur, plus faible. Nous avons représenté en pointillé la loi d'échelle issue de [Manighetti et al. \(2007\)](#). Celle-ci est ajustée aux points dans sa partie linéaire, ce qui fixe le paramètre  $\alpha$ , indépendamment pour le Dmoyen et le Dmax. La loi d'échelle s'ajuste presque correctement aux glissements moyens (à droite), mais surestime largement le glissement maximum (à gauche). Pour ce dernier, on peut obtenir de meilleures approximations, dénotée par les courbes en vert clair. La courbe en tireté n'est autre que la courbe d'évolution du glissement moyen (pointillés) pour  $L > W$  translatée. La courbe en trait continu est obtenue en augmentant le poids du terme en  $1/W$  dans la loi d'échelle : on multiplie le poids du terme par deux entre la loi ajustant le glissement moyen et celle ajustant le glissement maximum. Enfin, on montre un ajustement optimal de ce paramètre (poids du terme en  $1/W$ ) qui ajuste les points de glissement maximal et de glissement moyen conjointement (trait continu orange foncé).

la suivante :

$$\bar{D} = \frac{\alpha}{1/W + 1/L}, \text{ avec } \alpha = C \frac{\Delta\tau}{\mu} \quad (7.3)$$



segments	W	x	L
1 segment	5,6 km	x	5,6 km
	11,2 km	x	11,2 km
	16,8 km	x	16,8 km
	16,8 km	x	33,6 km
	16,8 km	x	50,4 km
	16,8 km	x	67,2 km
	16,8 km	x	100,8 km
2 segments	16,8 km	x	34,4 km
	16,8 km	x	68,0 km
	16,8 km	x	101,6 km
3 segments	16,8 km	x	52,0 km
	16,8 km	x	102,4 km

TAB. 7.1 ► Tailles des failles et segmentation. La taille de la barrière inter-segment est de 800m.

où  $W$  et  $L$  sont respectivement la largeur et la longueur de la faille, et  $\alpha$  est le facteur de proportionnalité entre la demi-taille de la faille et le déplacement lorsque  $L = W$ .  $\alpha$  est défini comme le rapport entre la chute de contrainte et la rigidité du milieu, multiplié par  $C$ , une constante qui dépend de la géométrie du problème, égale à 1 dans le cas 2D plan. Nous avons d'abord cherché à déterminer cette inconnue à partir de nos modèles, en calculant  $\alpha_{moyen}$  et  $\alpha_{max}$ . Ces deux quantités ne sont rien d'autre que les coefficients directeurs des droites dans la partie linéaire de la loi d'échelle ( $L \leq W_{sat}$ ). Elles ne sont pas dépendantes l'une de l'autre a priori dans nos calculs, car les profils de déplacement issus de calculs dynamiques sur faille homogène ne sont pas de forme triangulaire (profils elliptiques). On ne peut donc pas supposer a priori que  $D_{max} \approx 2\bar{D}$  (Manighetti *et al.*, 2005). On trouve :

$$\begin{aligned}\alpha_{max} &= 1,56 \frac{\Delta\tau}{\mu} \\ \alpha_{moyen} &= 0,93 \frac{\Delta\tau}{\mu}\end{aligned}$$

Ces deux quantités sont très proches de ce que l'on pourrait attendre pour  $C = 1$  et  $D_{max}/\bar{D} = 3/2$  (Eshelby, 1957, pour le “crack” circulaire).  $W_{sat}$  est connue est fixée à 16,8 kilomètres. La figure 7.4 montre les résultats des calculs pour les modèles possédant un seul segment de faille, de longueur variable. Nous avons représenté en vert pointillé la courbe équivalente à la loi utilisée par Manighetti *et al.* (2007), en utilisant le coefficient  $\alpha$  déterminé ci-dessus, pour chacun des deux cas. Il est frappant de noter que le profil d'évolution du **glissement moyen** est relativement bien prédit par cette loi,

alors que le profil de **glissement maximal** est surestimé. Remarquons que l'utilisation de la courbe d'évolution du glissement moyen pour  $L > W_{sat}$ , transposée sur le graphe représentant les glissements maximum, est meilleure (courbe vert clair en tireté - loi dite "décalée" sur la figure 7.4).

Il semble qu'une seule loi possédant les mêmes paramètres ne peut pas expliquer les glissements moyens et les glissements maximum. Pour palier ce problème, nous proposons une nouvelle loi :

$$\begin{aligned}\bar{D} &= \alpha_{moy} \frac{(a+b)/2}{a/W + b/L} \\ D_{max} &= \alpha_{max} \frac{(2a+b)/2}{2a/W + b/L}\end{aligned}\tag{7.4}$$

Le facteur  $(a+b)/2$  exprime simplement le fait que la loi d'échelle doit être continue autour de  $L = W_{sat}$ . En partant de la loi de base, c'est-à-dire  $a = b = 1$ , on obtient, pour le déplacement maximum, la loi dessinée en vert clair (trait plein, sur la figure 7.4) qui ajuste relativement bien les points calculés.

Enfin, nous proposons, à partir de cette dernière loi permettant un passage cohérent de glissement moyen à glissement maximum, un ajustement optimal des calculs effectués, par le jeu de paramètres suivants :

$$\begin{aligned}b &= 1 \\ a &= 1.15\end{aligned}$$

Cette paramétrisation de l'équation 7.4 donne les courbes en orange foncé de la figure 7.4. L'écart aux résultats des calculs est réduit de façon convaincante.

### 7.3.2 Augmentation du nombre de segments de faille

Le résultat remarquable de [Manighetti et al. \(2007\)](#) est la correction de la loi d'échelle en fonction du nombre de segments rompu, qui permet d'expliquer la variabilité de la valeur atteinte par le glissement pour une longueur de rupture donnée. Ainsi, plus le nombre de segments rompus est grand, plus le glissement est faible. En effet, celui-ci est lié à la taille du plus grand segment rompu. Dans l'hypothèse de segments de taille équivalente, la loi d'échelle se discrétise de façon régulière. Connaissant la loi d'échelle gouvernant le comportement pour les failles mono-segmentées :

$$\alpha \frac{1}{1/W + 1/L}$$

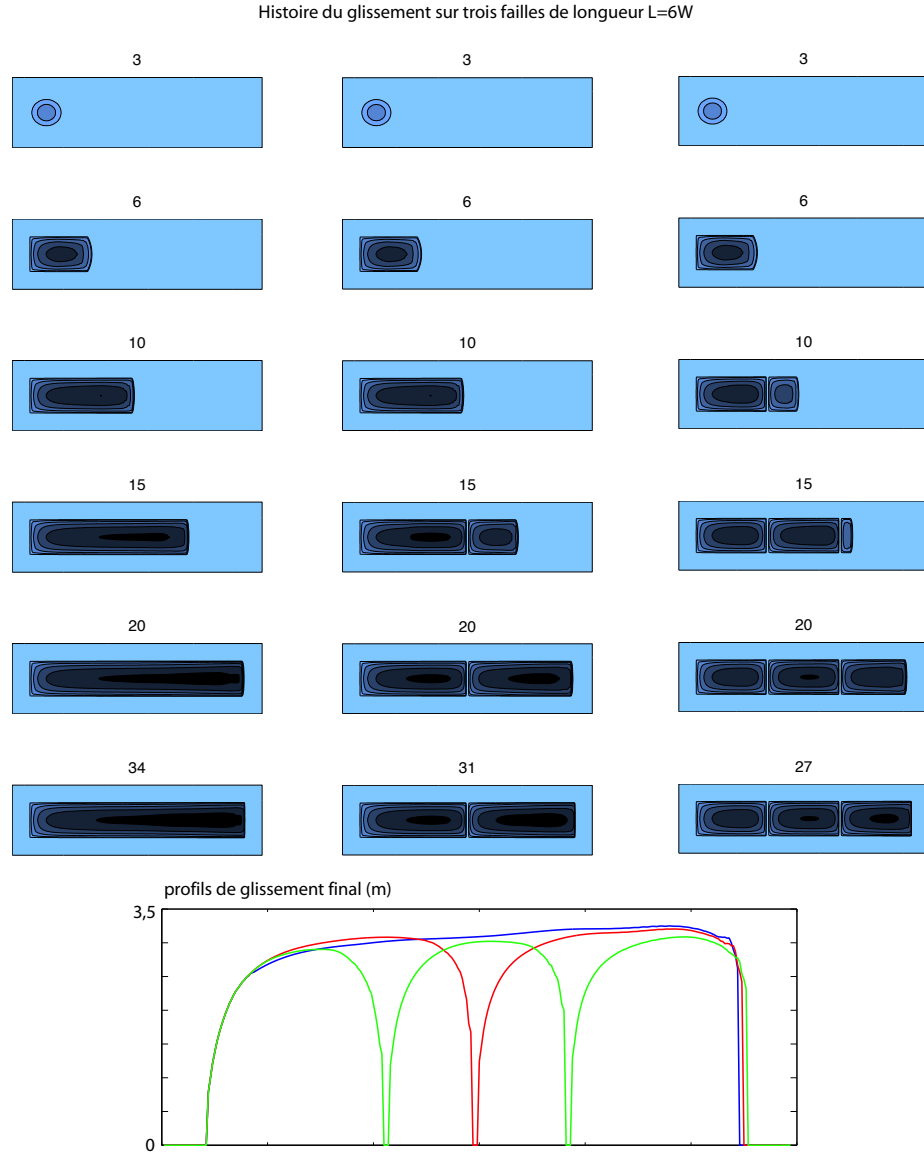


FIG. 7.5 ► Histoire du glissement pour trois failles de longueur  $L=6W$ . Le nombre de segment varie entre un, à gauche, et trois, à droite. Le temps est sans dimension. Les profils de déplacements selon la longueur de la faille sont superposés en bas. On peut constater la diminution du glissement moyen, conséquence de la présence des barrières entre les segments, et de façon jointe, une diminution du glissement maximum avec l'augmentation du nombre de segments.

on établit la loi d'échelle reliant le glissement à la longueur totale rompue, pour les failles possédant  $n$  segments de longueur égale, de la manière suivante :

$$\frac{\alpha}{n} = \frac{1}{\frac{1}{nW} + \frac{1}{L}}$$

Les courbes présentées figure 7.6 ont été obtenues de cette façon, à partir des deux lois proposées pour l'ajustement des points des failles mono-segmentées.

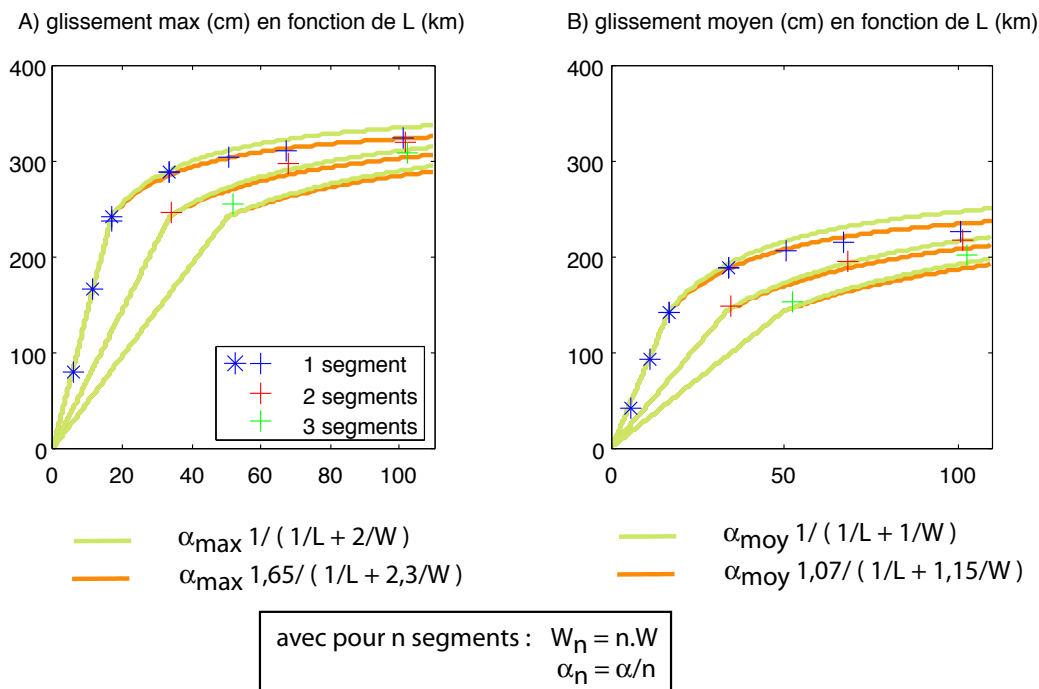


FIG. 7.6 ► Dépendance du glissement maximal (à gauche) et moyen (à droite) sur une faille de longueur donnée en abscisse pour des failles possédant 1, 2 ou 3 segments de taille égale. La largeur de la faille est de 16.8 kilomètres ( $W_{\text{sat}}$ ) dans tous les cas sauf quand la longueur est inférieure à 16.8 kilomètres, auquel cas la largeur et la longueur sont égales. L'ajustement obtenu respecte globalement les tendances observées. Aucune des deux lois (en vert et en orange) ne semble mieux ajuster les résultats. L'écart est le plus important pour les grandes longueurs de failles. Il semble que le modèle ne prédit pas la proximité des résultats entre les failles possédant un nombre de segment différent. Le comportement des petites tailles de faille est assez bien prédit.

On peut néanmoins obtenir un bien meilleur ajustement si l'on modifie la loi d'échelle en prenant en compte des éléments de dynamique de la rupture. En particulier, en considérant ce qui détermine la durée et l'amplitude de la

fonction source, et la position de l'hypocentre sur l'aspérité, comme discuté dans la section suivante.

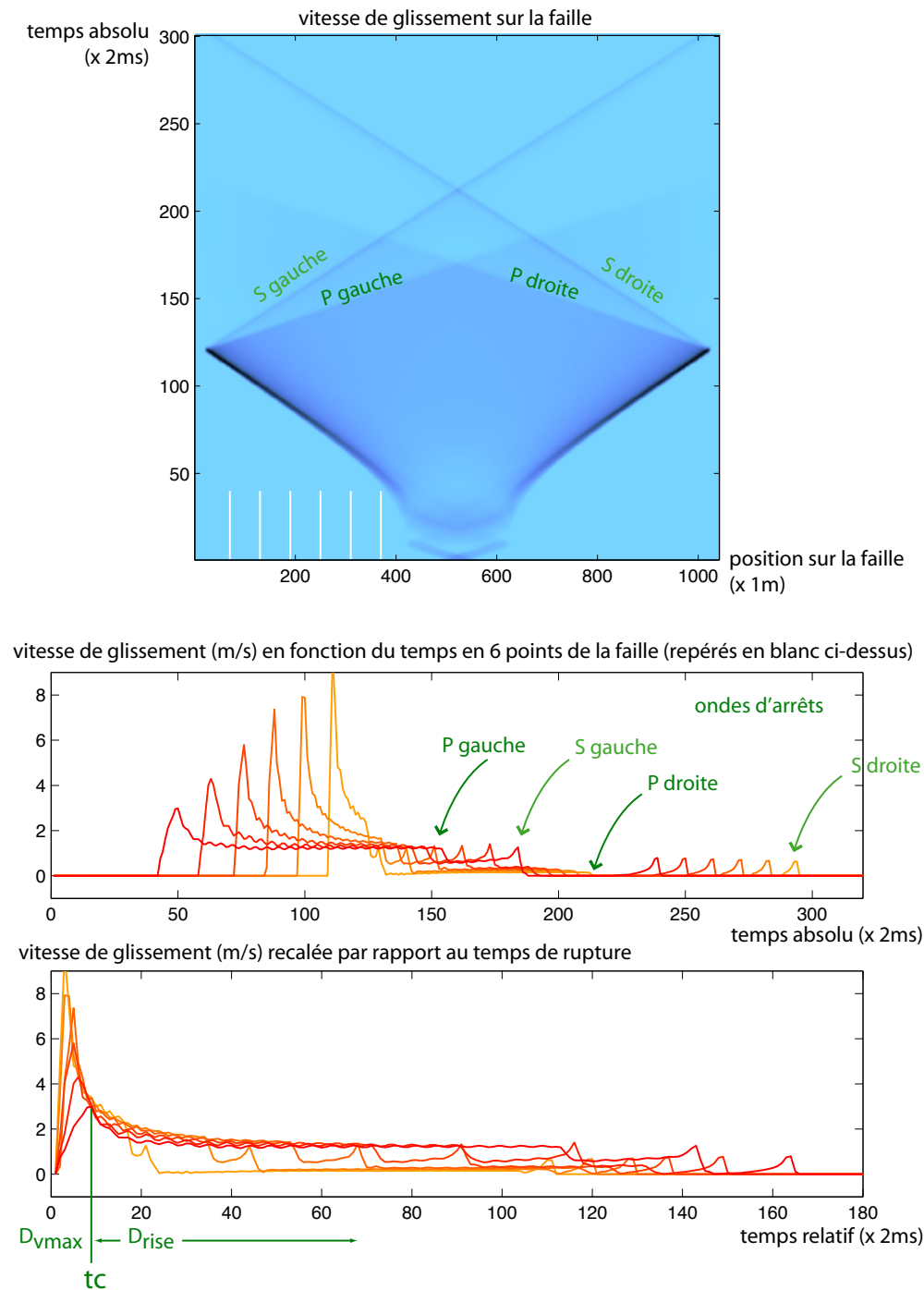
## 7.4 Discussion : de l'importance de prendre en compte la dynamique

### 7.4.1 Cinématique

La figure 7.7 montre l'évolution de la vitesse de glissement en différents points (différentes valeurs de  $L$ ) en fonction du temps sur une faille 2D plane. La géométrie 2D permet d'aborder les concepts qui gouvernent la cinématique de façon simple. Le déplacement final en chacun des points considérés n'est autre que l'intégrale de la vitesse de glissement en fonction du temps présentée. Cette intégrale peut être décomposée en deux parties, une première, de courte durée, liée au pic de la vitesse de glissement, et une seconde, plus longue, caractérisée par une vitesse de glissement faible.

### Ondes d'arrêt

En premier lieu, il faut considérer le fait que le déplacement total en un point dépend de la durée du glissement. Celle-ci dépend du temps d'arrivée des différentes ondes d'arrêt qui, par leur passage, diminuent la vitesse de glissement. On remarque sur la figure 7.7 qu'une seule onde d'arrêt ne suffit pas pour arrêter le glissement. Il faut ici attendre la deuxième onde P pour stopper le glissement. Le fait que les dernières ondes S réactivent la faille vient du fait que la loi de friction ne contient pas de critère de cicatrisation, la friction ne revient donc pas à sa valeur statique. On peut noter aussi la différence d'influence des ondes P et S sur la cicatrisation du glissement, les ondes P d'arrêt diminuant systématiquement la vitesse de glissement, alors que les ondes S d'arrêt l'augmentent temporairement avant de la diminuer. Cela est dû à la polarité de ces ondes. L'enseignement principal de ce calcul est de mettre en évidence le fait qu'il faut plusieurs passages d'ondes d'arrêt différentes pour cicatrifier totalement la faille. Les premières ondes à arriver sont donc déterminantes, mais ne peuvent pas être les seules incriminées dans la cicatrisation. On comprend alors pourquoi un modèle basé uniquement sur la largeur de la faille n'explique pas l'augmentation constatée du glissement sur des failles rectangulaires. Notons qu'il n'en serait pas de même dans un modèle où la friction sur la faille dépendrait de la vitesse de glissement (de



**FIG. 7.7** ► Evolution spatio-temporelle de la vitesse de glissement pour une géométrie 2D plane. La faille fait 2 kilomètres de large, avec une initiation au centre de la faille. Les deux cartouches du bas montrent l'évolution temporelle de la vitesse de glissement en 6 points de la faille (repérés par les traits blancs). La résolution spatiale est de 1m, tous les autres paramètres du modèle sont identiques à ceux employés pour les calculs de plasticité 2D (voir tableau 3.1, chapitre 3). La résolution est telle que la zone de cohésion est suffisamment discrétisée (plus de 4.4 pas d'espace pour la taille de la zone de cohésion). La vitesse maximale de glissement augmente donc linéairement en fonction de la distance de propagation.

Le déplacement total, en chaque point de la faille, est égal à l'intégrale de la fonction représentée en bas. On peut déterminer un temps caractéristique  $t_c$ , au delà duquel la fonction source est approximativement identique pour tous les points du modèle, et ne diffère que par le temps d'arrêt, qui correspond ici à l'arrivée des ondes d'arrêt provenant des bords. Avant  $t_c$ , on remarque que la quantité de glissement (aire sous la courbe de vitesse) augmente linéairement avec la valeur du pic de vitesse. Cette observation nous conduit à détailler deux fonctions  $D_{vmax}$  et  $D_{rise}$  qui conditionnent le glissement total en chaque point. La première est fonction de  $L$ , via la vitesse de glissement, et la deuxième est fonction de la position du point considéré par rapport à l'hypocentre, et aux différentes barrières génératrices d'ondes d'arrêt.

type “rate & state”) car la cicatrisation serait alors aussi liée à la loi de friction.

Dans un modèle 3D tel que ceux que nous utilisons pour explorer la loi d'échelle, l'impact des ondes d'arrêt est encore plus compliqué à analyser, car on rajoute une dimension au problème, et cela rajoute deux ondes d'arrêt supplémentaires (SH). Ce sont ces ondes d'arrêt qui sont incriminées dans la saturation du glissement en fonction de la profondeur. A l'instar du cas 2D, on constate dans nos modèles 3D que ces premières ondes n'arrêtent pas à elles seules le glissement sur la faille. Cette affirmation sera modérée par la suite, car dans le cas particulier de l'initiation au centre de l'aspérité, l'espacement temporel entre les différentes arrivées est tellement important que le glissement finit par s'arrêter de lui-même avant l'arrivée des ondes d'arrêt suivantes. Ces ondes SH, dont le temps d'arrivée est déterminé par la largeur  $W$  de la faille, jouent toutefois un rôle essentiel dans l'arrêt du glissement sur les failles 3D, car grâce à leur premier passage, il ne suffit ensuite que d'une onde provenant d'un côté pour sceller le glissement, contrairement au cas 2D, où les ondes d'arrêt provenant des deux extrémités de la faille sont nécessaires pour arrêter le glissement.

La position de l'hypocentre relativement aux barrières qui délimitent l'aspérité est primordiale. Dans le cas qui nous intéresse ici du “strike-slip”, où le glissement se fait dans la direction de la longueur de la faille, chaque barrière latérale émet deux ondes d'arrêt : une onde P et une onde S, et chaque barrière parallèle à la direction du glissement émet une onde S. Les barrières latérales, perpendiculaires à la direction du glissement, sont distantes d'une distance  $L$ , et les barrières supérieures et inférieures sont distantes d'une distance  $W$ . La durée du glissement étant liée au temps d'arrivée des ondes d'arrêt, générées aux barrières, on comprend que la position des points de la surface de faille par rapport aux barrières est déterminante. Le positionnement de l'hypocentre est particulièrement critique. En effet, comme c'est le premier point qui glisse, s'il est le point de la faille le plus éloigné des barrières (le centre de la faille), il sera aussi le dernier à glisser (figure 7.9). Au contraire, si l'hypocentre est décentré (figure 7.8), il est frappé plus rapidement par les ondes d'arrêt provenant du bord duquel il s'est rapproché, et le glissement à l'hypocentre est scellé alors que le glissement continue ailleurs sur la faille. Ce type de rupture ressemble à un pulse de durée fixe se propageant sur la faille. La durée du pulse est d'autant plus courte que l'hypocentre est proche d'une barrière.

### Distance de propagation

Dans un deuxième temps, on remarque aussi figure 7.7 que le pic de vitesse atteint au début du glissement joue un rôle tout aussi important que la durée du glissement. En effet, l'intégrale de la vitesse de glissement ( $D_{vmax}$  sur la figure), pendant la durée de la phase d'accélération et celle de retour à une vitesse de glissement faible, est du même ordre de grandeur que celle de la phase de glissement à vitesse faible ( $D_{rise}$ ). La quantité de glissement accumulée pendant cette phase précoce peut être d'ailleurs considérée, avec une assez bonne approximation, comme proportionnelle à la vitesse maximale atteinte. Or la vitesse de glissement maximale est directement dépendante de la longueur de propagation de la rupture (voir discussion chapitre 2).

Dans le cas d'un hypocentre centré sur l'aspérité (voir figure 7.9), on constate que le point où le glissement est maximal correspond à l'hypocentre. La durée du glissement y est maximisée, l'influence de la vitesse de glissement est nulle, puisque la distance de propagation à l'hypocentre est zéro. C'est donc la durée de la fonction source qui contrôle directement la valeur du glissement maximum, dans ce cas. Dans le cas d'un hypocentre décentré, nous l'avons expliqué, un pulse de durée constante se déplace sur la faille. De plus, le maximum de glissement est situé, comme précédemment, au point qui glisse en dernier, et qui est par symétrie, le point opposé à l'hypocentre sur la faille. Pourquoi ce point voit-il un glissement plus important que tous les autres points situés entre lui et l'hypocentre ? En effet, tous ces points ont vu passer un pulse de glissement de même durée... La différence se situe donc ici au niveau de la distance de propagation, maximale pour ce dernier point qui glisse, qui est le plus éloigné de l'hypocentre. Cette plus grande distance de propagation implique une vitesse de glissement plus importante, et un glissement plus important. Le glissement maximum sur la faille est donc contrôlé, dans cette géométrie décentrée, en plus des dimensions de l'aspérité, par la position relative de l'hypocentre aux bords de l'aspérité. Dans la nature, les études de Mai *et al.* (2005) et Manighetti *et al.* (2005) ont constaté que l'hypocentre et le lieu du glissement maximum n'étaient proches l'un de l'autre que dans le cas des petits séismes. Dans le cas des forts séismes ( $M_w > 6$ ), le cas le plus fréquent est une nucléation en bordure d'une grosse aspérité, qui porte le glissement maximum en son sein. Notre hypothèse de non-colocation de l'hypocentre et du maximum de glissement est donc réaliste. Les statistiques montrent toutefois que la zone de glissement maximum ne peut être éloignée de la zone hypocentrale de plus de la moitié de la longueur de faille, en moyenne. Notre modèle ne respecte pas de façon absolue cette observation, mais cela est principalement dû au fait que toute la surface de faille est une



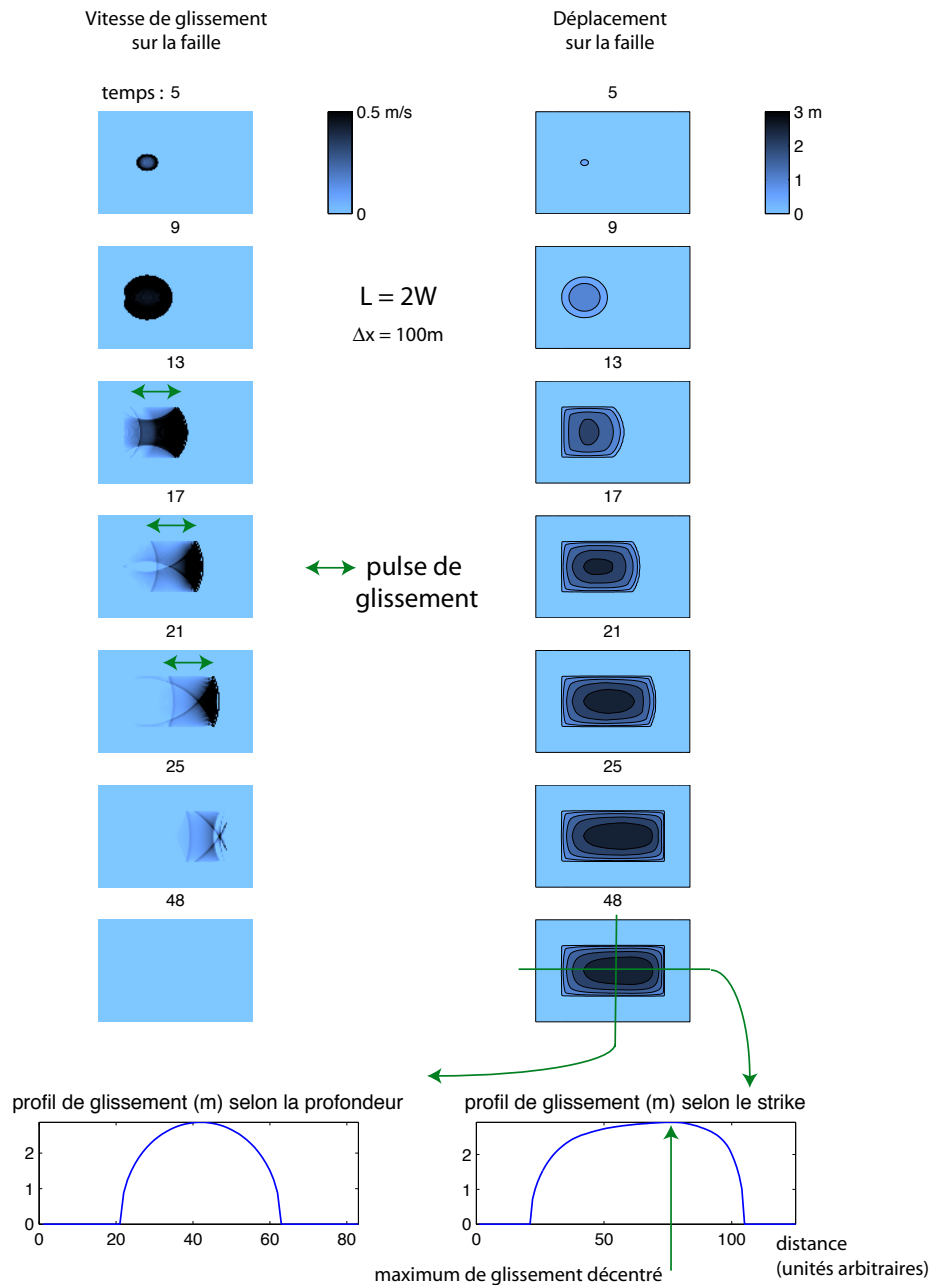


FIG. 7.8 ► Histoire de la rupture sur une faille de dimension  $L=2W$ . L'hypocentre est localisé sur la gauche de l'aspérité. Dans ce cas, un pulse de glissement de durée fixe se déplace sur la faille de la gauche vers la droite. Le profil de glissement montre une dissymétrie : le point où le glissement est maximum est localisé à droite de l'aspérité.

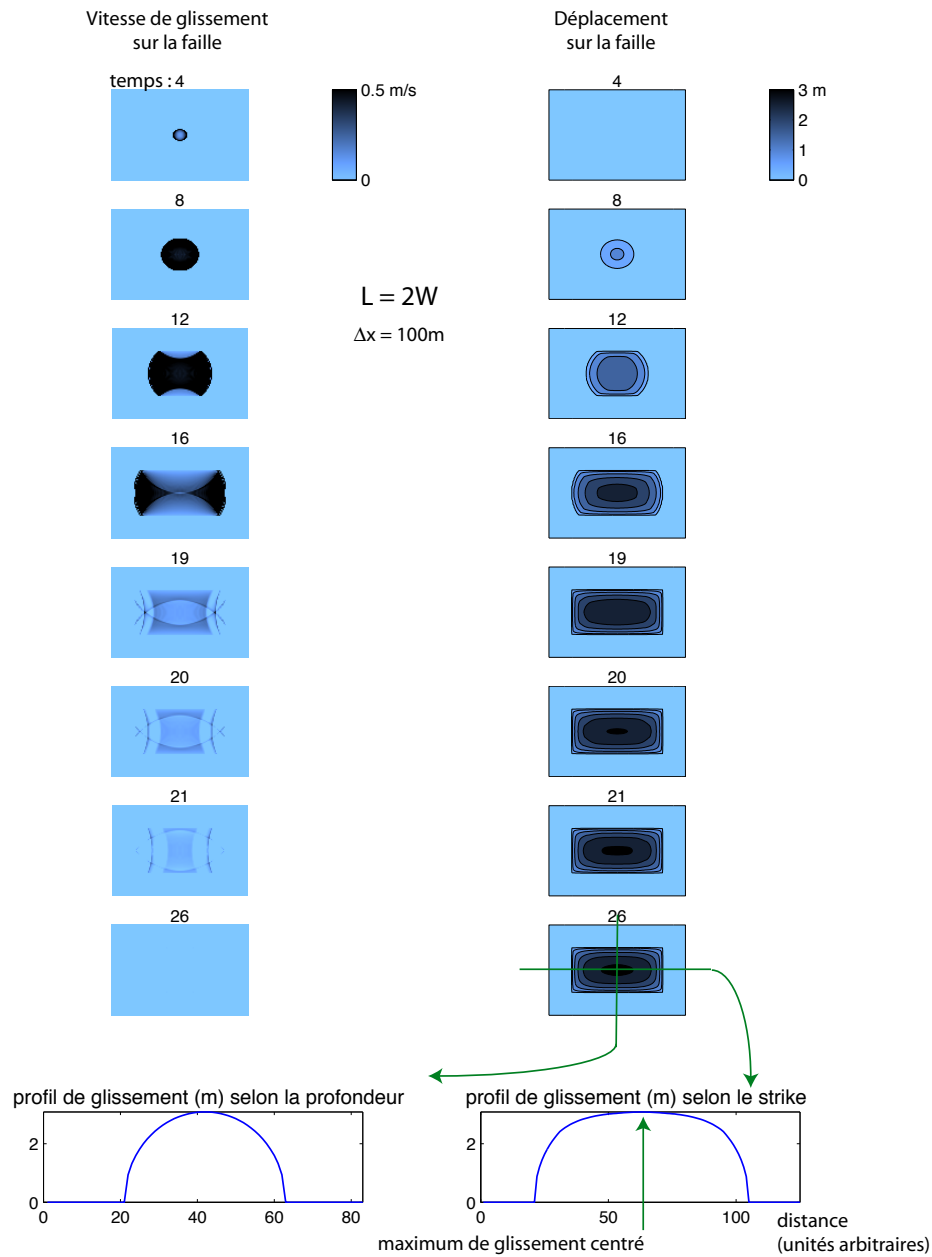


FIG. 7.9 ► Histoire de la rupture sur une faille de dimension  $L=2W$ . L'hypocentre est localisé au centre de l'aspérité. Le profil de glissement est symétrique : le point où le glissement est maximum est localisé au centre de l'aspérité.

aspérité. En effet la proportion de zone de faible glissement est bien faible par rapport à celle que l'on observe dans les séismes réels. En cela, notre modèle est un modèle d'évolution du glissement avec la taille des aspérités et de leur segmentation. La loi d'échelle reliant  $D$  à  $L$  est préservée car la taille des aspérités est fonction de la taille des séismes (figure 8, [Mai et al., 2005](#)).

#### 7.4.2 Prise en compte de la cinématique dans la loi d'échelle

La quantité de glissement maximum sur la faille dépend donc, d'une part de l'amplitude du pic de vitesse de glissement au point où le glissement est maximal, et d'autre part de la durée du pulse de glissement à cet endroit. La durée du pulse est fixée, au premier ordre, par la distance de l'hypocentre aux différentes barrières. La distance de propagation entre l'hypocentre et le point où le glissement est maximal fixe elle l'amplitude du pic de vitesse de glissement.

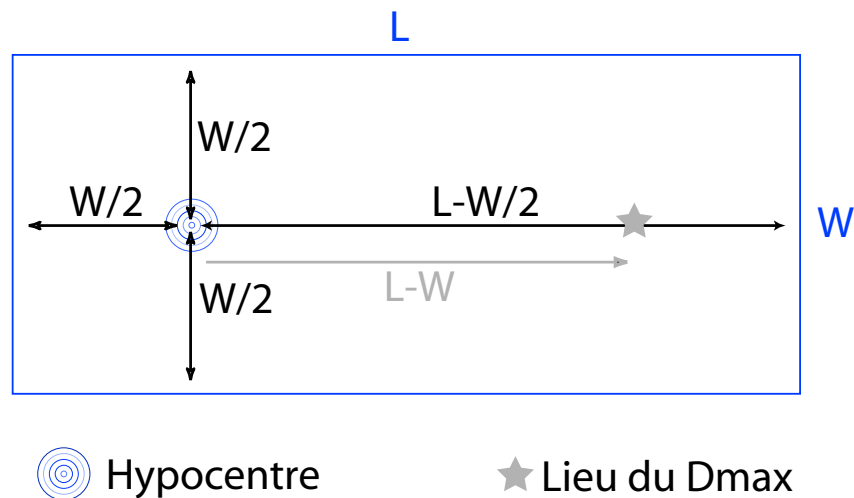


FIG. 7.10 ► Schéma d'une aspérité de taille  $W \times L$ , avec hypocentre décentré, tel que nous le plaçons dans les calculs effectués. En noir, distance de l'hypocentre aux différentes barrières. En gris, distance entre l'hypocentre et le point où le glissement est le plus grand sur la faille.

Si l'on émet l'hypothèse que la loi d'échelle doit prendre en compte les temps d'arrivée des ondes d'arrêt, proportionnels à deux fois la distance sé-

parant chaque barrière du point de départ de la rupture, et considérant la situation décrite sur la figure 7.10, on obtient la loi suivante, où chaque terme du dénominateur est lié à la distance de l'hypocentre avec chaque barrière :

$$D = \alpha \frac{4}{\frac{1}{W/2} + \frac{1}{W/2} + \frac{1}{W/2} + \frac{1}{L-W/2}} \quad (7.5)$$

$$\alpha \frac{2}{\frac{3}{W} + \frac{1}{2L-W}}$$

qui est homogène à la loi décrite par [Manighetti et al. \(2007\)](#), dans le cas d'un hypocentre localisé au centre de la faille. Dans cette équation, le terme fondamental est celui qui marque la saturation liée aux ondes d'arrêt les plus rapides (proches barrières) :  $3/W$ . Le terme lié à la barrière la plus éloignée ( $1/(2L - W)$ ) est négligeable lorsque  $L$  est grand, ce qui se comprend par le fait que cette onde d'arrêt, arrivant bien après les autres, ne contrôle pas ou peu la durée du glissement à l'hypocentre, celui-ci étant déjà arrêté ou ne glissant plus que très peu. Ainsi, cette équation prédit que le glissement doit saturer très rapidement avec l'augmentation de la longueur de la faille, du fait de la proximité de l'hypocentre et des barrières.

La prise en compte de l'augmentation de la vitesse de glissement en tête de rupture, liée à la distance de propagation, est donc nécessaire. Elle semble le seul moyen d'expliquer l'augmentation constatée du glissement avec la distance de propagation. En effet, selon les observations (voir figure 7.8) et l'équation 7.5 précédente, pour tous les points situés à droite de l'hypocentre et à gauche de l'étoile sur le schéma de la figure 7.10, la durée du glissement est identique, et les temps d'arrivée des ondes d'arrêt sont très comparables. La quantité  $D_{\text{rise}}$  schématisée figure 7.7 est donc semblable. La seule différence majeure réside dans l'augmentation significative de la vitesse maximale de glissement, qui augmente rapidement à mesure de l'avancée du front de rupture sur l'aspérité (voir chapitre 2). En considérant simplement que l'augmentation du glissement  $D_{\text{vmax}}$  est directement proportionnelle à l'augmentation de  $v_{\text{max}}$ , via la multiplication par un temps caractéristique  $\Delta t = n \times t_c$ , il suffit théoriquement de connaître l'évolution de la vitesse maximale de glissement pour calculer l'augmentation de déplacement avec  $L$ .

Nous savons, que dans le cas 2D plan, on trouve deux régimes d'augmentation de la vitesse de glissement, en fonction de la résolution de la zone de cohésion en tête de fracture (voir chapitre 2, équations 3.6 et 3.8). Pour rappel, voici les deux équations qui gouvernent l'évolution de la vitesse de

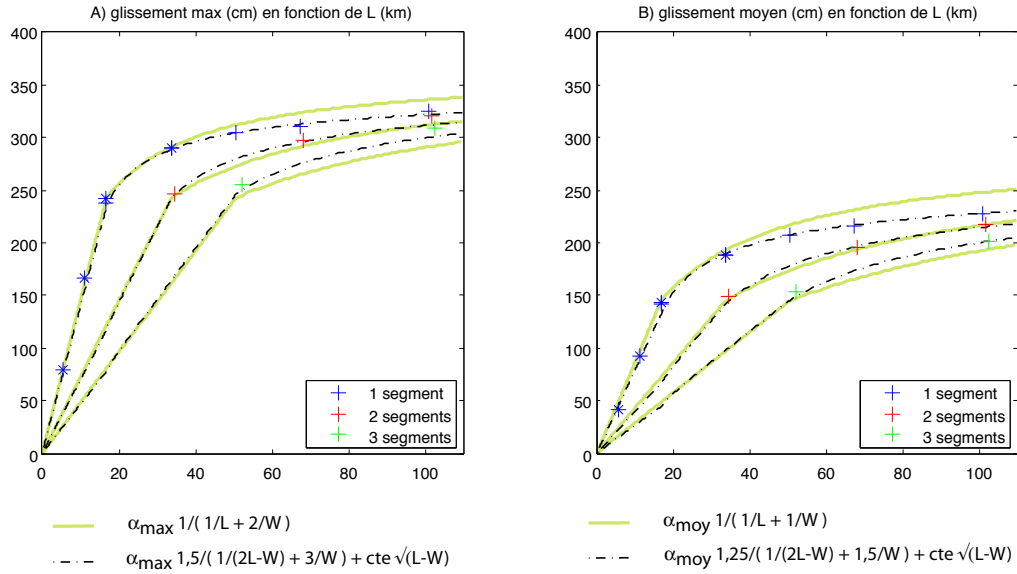


FIG. 7.11 ► Même figure que figure 7.6. On a gardé l'ajustement de la courbe verte, basé sur la loi simple. On montre un ajustement par une loi plus complexe (tiret noir), qui prend en compte les ondes d'arrêt, via la position de l'hypocentre, et l'évolution de la vitesse maximale de glissement en fonction de la distance de propagation. L'écart aux calculs est spectaculairement réduit.

glissement maximum en fonction de la distance parcourue par la rupture :

$$v_{\max} \simeq \left( \frac{\Delta\tau}{\mu} C \right)^2 \frac{v_R}{D_c \sqrt{2k}} L$$

$$v_{\max} \simeq \frac{\Delta\tau}{\mu} C v_R \left( \frac{1}{2\Delta x} \right)^{1/2} \sqrt{L}$$

La paramétrisation de nos modèles de référence utilisés ici, si l'on considère que ces résultats 2D s'appliquent aux modèles 3D, nous indique que nous nous trouvons dans un régime où la vitesse maximale de glissement augmente comme  $\sqrt{L}$  sur la quasi-totalité de la surface de faille. La figure 7.11 présente l'évolution du glissement sur la faille quand on prend en compte l'évolution de la vitesse de glissement de la façon suivante :

$$D = \alpha \frac{2}{\frac{3}{W} + \frac{1}{2L-W}} + \Delta t \frac{\Delta\tau}{\mu} C v_R \left( \frac{1}{2\Delta x} \right)^{1/2} \sqrt{L-W}, \quad L > W \quad (7.6)$$

$$\text{avec } \alpha_{\max} = 1,50 \frac{\Delta\tau}{\mu} \quad \text{et} \quad \alpha_{\text{moyen}} = 0,85 \frac{\Delta\tau}{\mu}$$

Pour  $L < W$ , en première approximation, l'initiation est au centre de l'aspérité et le terme dépendant de la vitesse de dislocation est nul. Toutes les variables sont connues sauf  $\Delta t$ , qui a été ajusté à  $4.10^{-2}$  s pour les courbes noires pointillées de la figure 7.11. Pour rappel,  $\Delta\tau = 5.10^6$  Pa,  $\mu = 2,7.10^{10}$  Pa,  $C \approx 1$ ,  $v_R \approx 0,92 \times 3.10^3$  m.s<sup>-1</sup> et  $\Delta x = 400$  m dans la paramétrisation employée pour les calculs présentés figure 7.11. La loi d'échelle obéissant à l'équation 7.6 est représentée en pointillés, avec les différentes corrections pour  $\alpha$  et  $L_{sat}$  nécessaires. L'ajustement aux différents segments, pour le  $D_{moyen}$  et le  $D_{max}$ , sont relativement bons. On n'observe plus de différence aux grandes longueurs de segments entre les résultats des calculs et la loi théorique décrite à l'équation 7.6.

### Impact de la résolution numérique sur le pic de vitesse de glissement

La loi qui ajuste nos points de calcul présentée ci-dessus, à cause sa dépendance avec la vitesse de glissement en tête de fracture, présente une dépendance avec la résolution numérique du modèle. La figure 7.12 montre l'ajustement de la loi avec  $\Delta x = 400$ m, celle avec  $\Delta x = 100$ m et la loi idéale, considérant que la limite de résolution de la zone de cohésion n'est jamais atteinte, soit  $v_{max} \propto L$  (équation 3.6). Ces trois courbes n'ont pas un caractère prédictif, mais donnent une idée de la variabilité, en lien avec des problèmes numériques, à laquelle on peut s'attendre sur nos résultats. Nous avons réalisé, dans la mesure de nos moyens de calculs, des tests d'augmentation de la résolution spatiale visant à confirmer ou infirmer la dépendance théorique avec le pas d'échantillonnage. Les résultats des calculs sont représentés figure 7.12 et figure 7.13. Cette dernière figure montre, par un agrandissement autour des points considérés, le changement des valeurs de glissement moyen et maximum obtenus pour deux géométries  $L=W$  et  $L=2W$ , en faisant varier la résolution spatiale des 400m de référence à 200m et 100m. Pour assurer la stabilité du calcul, le pas d'espace doit lui aussi diminuer. De par le faible nombre de tests réalisés, il est difficile de tirer des conclusions définitives, d'autant que les lois présentées divergent significativement pour des longueurs de failles grandes, ce qui était d'autant plus difficile à tester numériquement. On a au moins confirmation que la résolution spatiale et temporelle du calcul entraîne une variabilité du déplacement sur la faille. On constate aussi que la variabilité numérique obtenue et discutée dans la suite reste faible par rapport à la gamme de variation du glissement gouvernée par la loi d'échelle. L'ajustement des lois d'échelle proposées se fait à un ordre de grandeur au dessus, leur représentation sur la figure 7.13 est donc destinée à

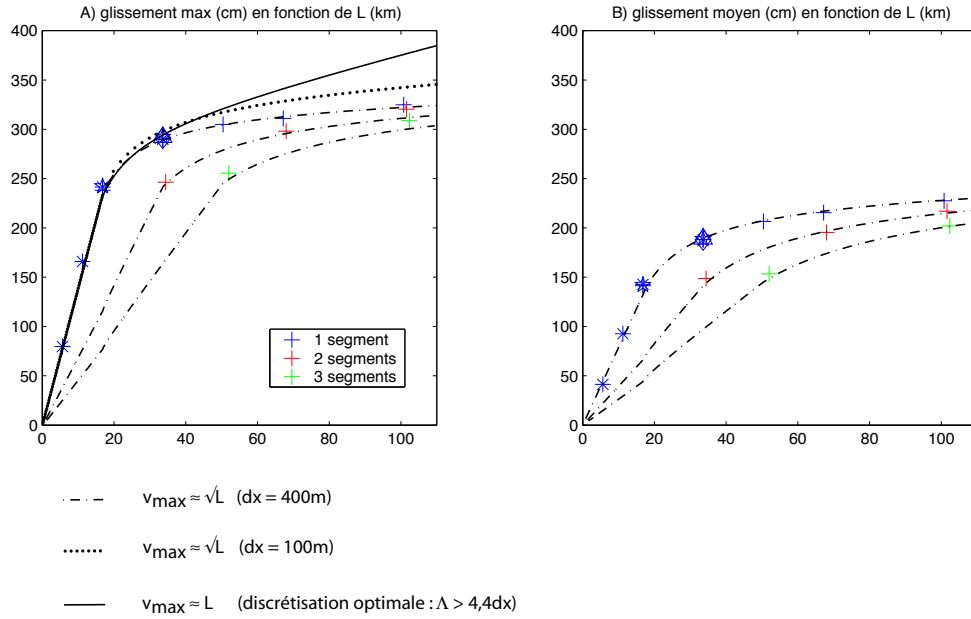


FIG. 7.12 ► Ajustement de la loi d'échelle tenant compte de la dynamique aux points issus des modèles ayant un pas d'espace de 400m (croix et astérisques). On a représenté (étoiles, losanges, triangles) des simulations avec un pas d'espace plus faible (voir détails figure 7.13). A cette échelle, les points sont relativement proches. Pour comparaison, on a calculé, à partir de l'ajustement pointillé, deux autres lois théoriques, l'une prenant un pas d'espace quatre fois plus petit de 100m, et l'autre considérant que la variation de vitesse se fait de façon linéaire avec la distance propagée. ( $\Lambda$  est la taille de la zone de cohésion). Ces deux lois permettent d'envisager le type de "scaling" du déplacement avec la longueur de la faille auquel on peut s'attendre pour une faille correctement discrétisée spatialement. Cette variabilité est uniquement due à la dépendance de la fonction source avec le pic de vitesse de glissement.

servir de point de repère plus que de critère de validation.

Dans le cas où  $L=W$ , on dispose de deux calculs avec  $dx=400m$  (croix et astérisque) et d'un calcul avec  $dx=100m$  (étoile). La différence entre la croix et l'astérisque se situe au niveau de la zone d'initiation. Le rayon de la zone d'initiation de la simulation représentée par une astérisque est 5 fois plus grand que celui de la simulation représentée par la croix. L'*overshoot* prévisible lié à la taille de cette zone non résistante est clair sur ces résultats. Dans les simulations où  $L=nW$ , l'écart induit par les tailles d'initiation différentes a presque disparu (croix et astérisques confondues), et cela n'a donc plus d'impact sur la loi d'échelle. Les simulations représentées par la croix et l'étoile sont donc identiques en tous points sauf les pas d'espace et de temps,

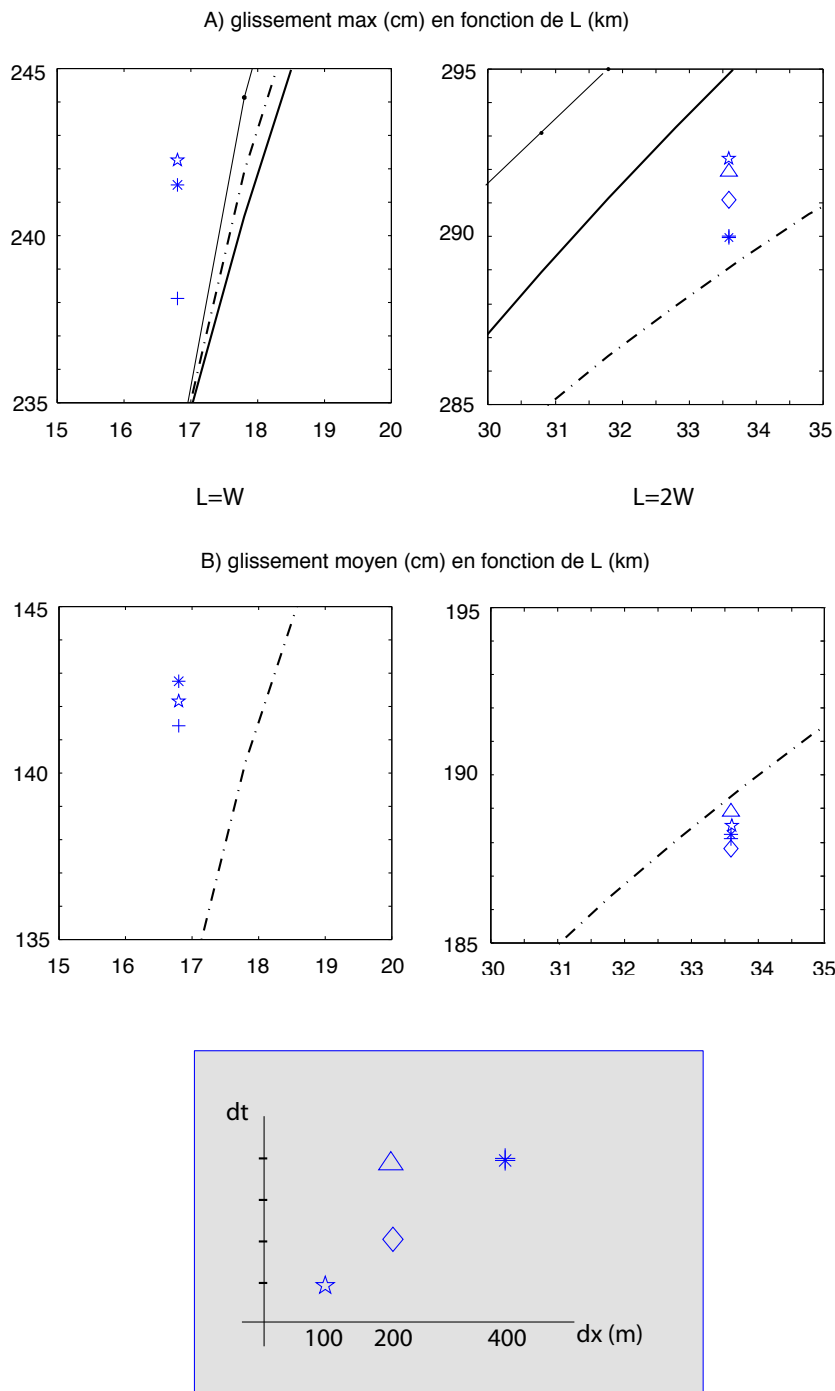


FIG. 7.13 ► Agrandissement de la figure précédente autour des points des modèles possédant une discrétisation meilleure que les modèles de référence (croix et astérisques). Les valeurs testées de pas de temps et d'espace sont représentées en bas. Le glissement maximum pour le modèle de longueur  $L=2W$  augmente quand on diminue la discrétisation spatiale. Le glissement moyen semble moins sensible à la résolution. Les variations observées entre ces modèles sont relativement faibles et se situent bien en dessous de l'approximation d'ajustement des lois (surtout parce que  $L$  est petit devant  $W$ ). Ces calculs ont surtout une valeur de validation de tendance.



qui sont quatre fois plus faibles pour les points représentés par une étoile. La précision spatiale accrue dans ce cas induit une augmentation sensible du glissement maximal, mais modifie peu le glissement moyen.

La même analyse peut être faite à partir des modèles où  $L=2W$ , avec une légère modération toutefois, car les calculs de résolutions intermédiaires réalisés ne montrent pas tout-à-fait les mêmes tendances. L'analyse de la série des glissements maximum, en fonction de la résolution utilisée (croix, losange, étoile) indique que le glissement maximum augmente quand la résolution s'affine. De façon contradictoire, la tendance sur le glissement moyen n'est pas monotone. Néanmoins, la dispersion des résultats est plus faible que pour le glissement maximum. Cela indique peut-être qu'une barre d'erreur globale sur ces résultats les engloberait. En d'autres termes, la variation des résultats n'est peut-être pas significative. Le seul moyen de s'en convaincre serait de réaliser des tests avec de meilleures résolution, ce qu'il m'a été impossible de faire. En outre, il semble que diminuer le pas d'espace sans augmenter le pas de temps (on se rapproche de la non-stabilité du schéma numérique) induise une augmentation des valeurs de glissement (triangles). Cette dépendance au pas de temps<sup>4</sup> n'a pas été étudiée plus avant mais montre que la barre d'erreur des résultats de ces calculs n'est pas triviale. On aura besoin d'études complémentaires, et notamment à des longueurs de failles plus grandes, pour répondre à cette question.

### 7.4.3 Importance de $D/d_c$

Nous avons mené des simulations identiques en tous points à l'exception de la valeur du glissement critique d'affaiblissement de la loi de friction. Ce changement a pour effet d'augmenter l'énergie de fracturation de la faille, et en l'occurrence de la multiplier par 5 dans notre cas, puisque nous passons d'un  $d_c = 20\text{cm}$  à  $d_c = 100\text{cm}$ . Ces deux valeurs sont dans la gamme de valeurs couramment considérées pour les séismes, et, le glissement moyen des modèles calculés étant de l'ordre de 2 mètres, situent le rapport  $D/d_c$  entre 10 et 2, respectivement. Les résultats des calculs sont représentés sur la figure 7.14. On constate que si les tendances de la loi d'échelle sont similaires (augmentation linéaire jusqu'à  $L = W_{\text{sat}}$ , saturation du glissement progressive ensuite), le glissement obtenu sur les failles possédant un grand  $d_c$ , où de la même façon un rapport  $D/d_c$  proche de 1, est plus faible. Malgré

<sup>4</sup>Pour information, dans tous les calculs, sauf dans ce cas particulier (triangles), on a choisi le pas de temps tel que 10 points discrétisent une longueur d'onde  $P$  de période  $\Delta t$  ( $\Delta t = \frac{1}{10} \frac{\Delta x}{c}$ , avec  $c$  la vitesse des ondes  $P$ ).

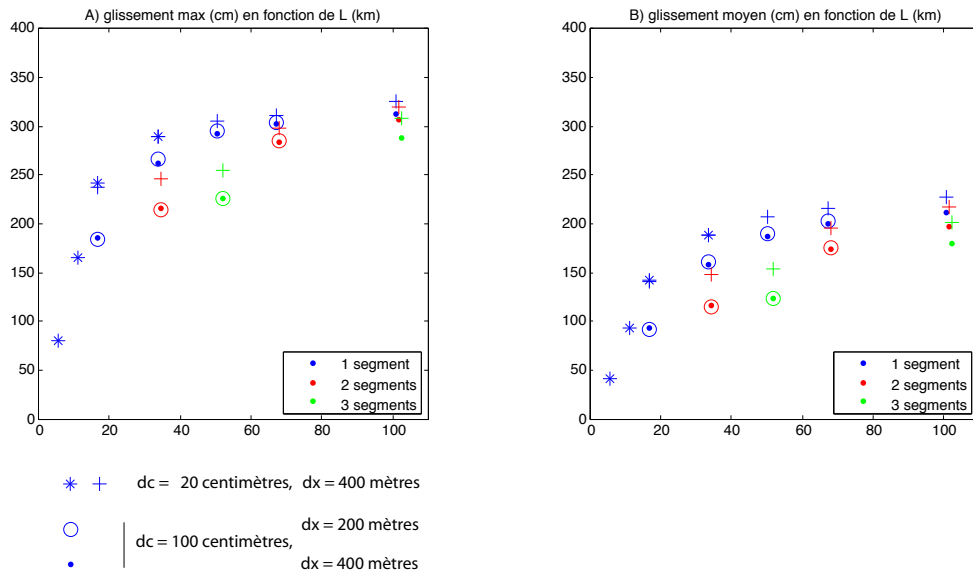


FIG. 7.14 ► Même figure que figure 7.6. Aucune courbe d'ajustement n'est montré. On a représenté la série de point correspondant à l'étude de référence réalisée avec  $d_c = 0,2\text{m}$  avec des croix et des étoiles. Les points et cercles correspondent aux mêmes calculs réalisés avec un  $d_c$  5 fois plus grand, égal à  $1\text{m}$ . Les points correspondent à un pas d'espace de  $400\text{m}$ , les cercles à un pas d'espace de  $200\text{m}$ . Visiblement, les résultats obtenus dépendent fortement de l'énergie de fracturation, puisque qu'un  $d_c$  relativement grand par rapport aux valeurs de glissement obtenues, malgré le gain de résolution numérique, tend à diminuer le glissement sur la faille. Cela est particulièrement vrai pour les petites failles.

l'augmentation relative de résolution spatiale du front de rupture liée à l'augmentation de  $d_c$ , qui réduit la saturation de la vitesse de glissement en tête de fracture, l'effet le plus important de ce changement d'échelle de résolution est une diminution du glissement sur la faille. Comme le montre la comparaison des calculs réalisés avec deux pas d'espaces différents ( $200$  et  $400\text{m}$ ), la variation directement imputable à la résolution spatiale du modèle est en réalité très faible devant la variation engendrée par le changement d'échelle dans la loi de friction. Ceci confirme que la détermination, pour les séismes, de l'énergie de fracturation mise en jeu, et peut-être plus spécifiquement d'un glissement d'affaiblissement, est un objectif fondamental. En effet, on montre ici qu'elle doit être prise en considération, si l'on veut expliquer correctement l'évolution de la quantité de glissement attendue sur une faille. La connaissance de la dimension de l'aspérité et de la chute de contrainte ne suffisent pas. Inversement, à partir de ces résultats, on peut espérer que l'analyse des lois d'échelles issues des observations pourra aider à contraindre l'énergie de fracturation mise en jeu lors des séismes.

#### 7.4.4 Localisation de l'hypocentre au centre de la faille

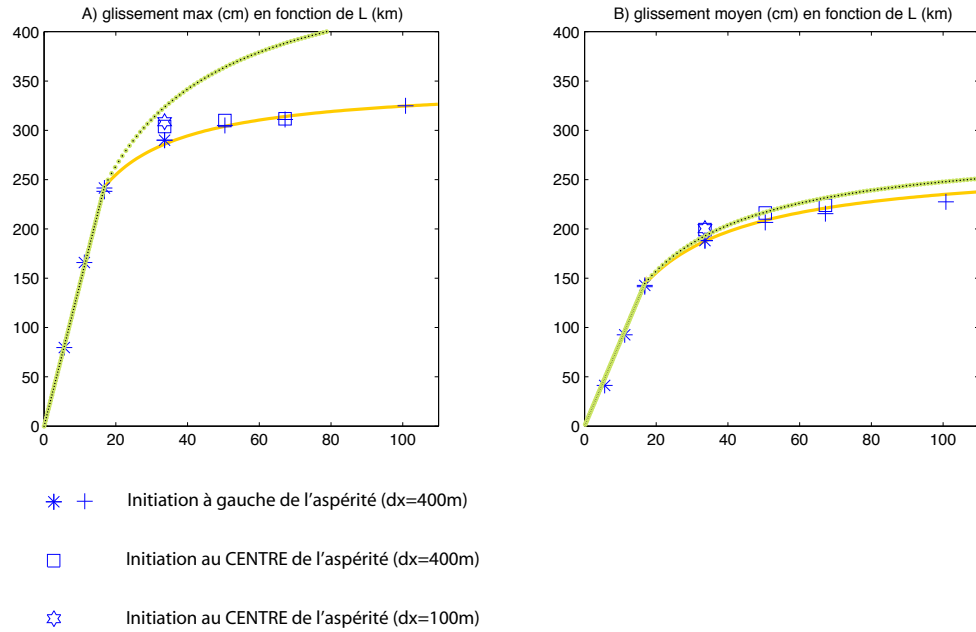


FIG. 7.15 ► Même figure que figure 7.6. On a représenté les lois d'ajustement simples, pour référence. On compare des modèles mono-segment où l'initiation se fait sur un côté de la faille avec des modèles où l'hypocentre se situe au centre de la faille. Dans ces derniers modèles, l'hypocentre est aussi le point où le glissement est maximum, à l'issue de la cicatrisation. On observe une saturation du glissement maximum. Le glissement moyen, lui, ne sature pas, et se comporte de façon similaire au cas décentré.

Nous proposons d'étudier des modèles mono-segments où l'initiation se fait au centre de l'aspérité. Dans cette configuration, le point de glissement maximal se situe au centre de la faille, au même endroit que l'hypocentre. Ainsi, dans ces modèles, la distance de propagation de la fracture au point de glissement maximal est nulle. On peut donc s'attendre à ce que l'influence de la vitesse de glissement sur la loi d'échelle soit nulle, et que cette dernière soit uniquement contrôlée par la durée du pulse de glissement, soit la distance aux barrières génératrices des ondes d'arrêt. Compte tenu de la symétrie de la disposition des barrières dans ce cas, on s'attend aussi à ce que la loi d'échelle guidant l'évolution du glissement sur la faille soit proche de

celle proposée par [Manighetti et al. \(2007\)](#).

Les résultats des calculs sont présentés sur la figure 7.15. Le glissement moyen suit une loi similaire à ce que l'on a décrit précédemment. Par contre, le glissement maximum montre une saturation très forte, sans que l'on observe une augmentation du glissement avec la taille de l'aspérité. Pour un cas ( $L=2W$ ), on a vérifié que cela n'était pas dû à un manque de résolution numérique, en utilisant un pas d'espace de 100m (étoile à 6 branches, figure 7.15). La différence relativement faible de valeur de glissement observée montre que la résolution n'est pas responsable de la forte saturation du glissement maximum.

D'après l'analyse de l'histoire de la rupture pour ces failles, au centre de la faille, le glissement s'arrête, bien avant l'arrivée des ondes d'arrêt P et S générées aux barrières latérales. On remarque que les premières ondes d'arrêts, générées sur les bords supérieur et inférieur de la faille, n'arrêtent pas complètement et immédiatement le glissement, en accord avec ce qui avait été observé précédemment (voir figure 7.7). La vitesse de glissement diminue à l'hypocentre. Mais après un temps, équivalent à environ 2 ou 3 fois le temps de passage de ces premières ondes d'arrêt, la vitesse de glissement n'ayant cessé de diminuer, le glissement s'arrête de lui même. On se retrouve donc dans un cas particulier, où la durée du glissement est contrôlée par l'arrivée des premières ondes d'arrêt uniquement. La saturation observée est donc liée à la durée fixe de la fonction source au centre de la faille, quelque soit la longueur du segment sur lequel se propage la rupture.

On retrouve, dans cette situation d'hypocentre localisé au centre de l'aspérité, la logique de la propagation d'un pulse de glissement d'une durée fixe sur la faille, ce qui était déjà le cas dans les modèles à hypocentre décentré. Cette durée sature, indépendamment de la longueur de l'aspérité, provoquant une saturation de la valeur du glissement maximum.

Pour résumer :

- Une loi d'échelle avec saturation progressive du glissement avec la longueur de la faille, lorsque celle-ci est supérieure à la largeur, explique bien les résultats des simulations de rupture dynamique.
- La segmentation contrarie la loi d'échelle reliant la longueur totale de rupture au glissement : avec une chute de contrainte identique, on obtient un glissement final d'autant plus faible que le nombre de segments est grand.
- Pour une même chute de contrainte effective, un grand  $d_c$  dans la loi de friction a pour effet une diminution de la quantité de glissement et un changement de loi d'échelle. La chute de contrainte apparente est plus faible que la chute de contrainte réelle.
- L'étude de la cinématique révèle que la localisation de l'hypocentre sur l'aspérité contrôle le glissement maximum, par l'intermédiaire des deux variables que constituent la durée du glissement et la vitesse maximale de glissement en ce point. Nous mettons aussi en évidence, dans nos modèles, qu'une saturation numérique de la vitesse de glissement, ou qu'une saturation de la durée du pulse (initiation au centre de la faille), entraînent tous deux une saturation du glissement maximum.

## Chapitre 8

### Synthèse et perspectives

Dans cette dernière partie, je résume les principales conclusions dressées tout au long du manuscrit et je discute les perspectives envisageables à ces travaux.

## 8.1 Conclusions

Nous avons inclu dans un modèle de rupture dynamique une limite élastique pour le milieu entourant la faille. Nous prenons ainsi en compte la réponse anélastique d'un milieu fracturé dans lequel se propage spontanément une rupture sismique. Nous avons développé et validé, pour notre code de calcul, la méthode présentée par [Andrews \(2005\)](#), basée sur le calcul d'un critère de Coulomb. Toutefois, nos résultats se démarquent des résultats précédents obtenus uniquement en géométrie 2D plane et avec une loi de friction d'affaiblissement en temps, par l'utilisation d'une classique **loi de friction d'affaiblissement en glissement**, et par l'étude comparative complète des **géométries 2D plane et anti-plane**, et de la **géométrie 3D**.

Nous observons une **asymétrie** de la zone de dissipation de l'énergie plastique de part et d'autre de la faille en mode II, et une **symétrie** en mode III. **L'épaisseur de la zone croît linéairement** avec la distance de propagation de la rupture, du fait de l'autosimilarité du problème de rupture. Dans les cas étudiés, cette épaisseur est de l'ordre de 10% de la distance de propagation de la rupture. Pour une même taille de fracture, l'énergie dissipée anélastiquement est comparable pour chacun des modes malgré un mécanisme de rentrée en plasticité différent. En mode II, c'est une baisse de la pression de confinement qui conduit à un dépassement du seuil de plasticité, alors qu'en mode III, c'est l'augmentation des contraintes cisailantes qui est incriminée. En 3D, c'est le mécanisme de rentrée en plasticité en mode II qui est privilégié au début de la croissance de la fracture.

**En 2D comme en 3D, l'augmentation de la quantité d'énergie dissipée dans le milieu autour de la faille est une fonction linéaire de la taille de la fracture.** La plasticité retire ainsi une énergie croissante à la rupture. [Andrews \(2005\)](#) observe que la plasticité a pour effet d'augmenter le  $d_c$ , augmentant ainsi directement l'énergie de fracturation sur la faille. Dans notre cas,  $d_c$  est un paramètre prescrit de la loi de friction. La plasticité réduit donc le flux d'énergie de déformation qui arrive en tête de fracture, de façon équivalente à l'augmentation d'énergie de fracturation observée précédemment.

Les effets sur la cinématique de la rupture sont importants. Au niveau du front de rupture, l'évolution de la zone de cohésion est modifiée : la vitesse maximale de glissement, normalement atteinte en fin de zone de cohésion dans un modèle élastique possédant une loi de friction en "slip-weakening",

et augmentant continuellement avec la taille de la fracture, se stabilise. La vitesse maximale de dislocation en tête de fracture sature dans toutes les géométries testées (mode II, mode III et 3D). La vitesse de rupture est diminuée, du fait de la modification du bilan énergétique.

La propagation de la rupture sur une faille aux propriétés de frottement hétérogènes est modifiée. Le flux d'énergie disponible pour rompre la zone de faille intacte est fortement diminué. Ainsi, l'introduction d'une résistance très forte sur la faille n'est plus nécessaire pour arrêter la rupture.

L'effet de la plasticité sur les ondes radiées, en champ proche, est très important. Nous montrons que l'amplitude des pics de vitesse et d'accélération est fortement diminuée dans le modèle plastique. L'origine de cette diminution est double. La saturation du pic de vitesse de glissement explique une partie de la réduction. L'autre partie est liée à la réponse plastique des barrières qui bordent la faille, à l'arrivée du front de rupture. Cette réponse est atténuée par rapport au cas élastique, comme le montrent les ondes d'arrêt émises sur la faille.

**La plasticité agit comme un puits d'énergie, et, sans toutefois provoquer d'arrêt spontané de la propagation en milieu homogène, favorise énormément l'arrêt de la rupture en milieu hétérogène.**

Nous avons étudié la propagation de la rupture sur une faille aux propriétés frictionnelles hétérogènes. Pour cela, nous avons supposé que certains endroits du plan de fracture formaient des barrières très résistantes, bloquant localement le glissement de la faille. Ces barrières sont de dimensions modestes par rapport à la taille de la faille. La rupture peut les contourner.

L'introduction d'une telle hétérogénéité dans la résistance statique sur le plan de faille a de grandes conséquences. Les profils de déplacements sont plus proches des profils observés (portions linéaires) que ceux issus de modèles homogènes (profils elliptiques). Les hétérogénéités, quoique de taille modeste, perturbent le bilan énergétique de la rupture au point de gêner, voire de supprimer, la transition "supershear" de la vitesse de propagation de la rupture.

Dans nos modèles, la distribution de taille des petites barrières obéit à une loi puissance. On obtient, en déplaçant aléatoirement la localisation des barrières sur le plan de faille, une grande variété de tailles finales de rupture, et ce, pour une même statistique de distribution de tailles de barrières. La distribution des tailles d'événements qui en résulte est proche d'une loi puissance. On observe en outre un effet de transition critique vers les tailles les plus grandes, lorsque la rupture dépasse une certaine taille. Cet effet de transition peut être supprimé en imposant, sur la partie de la faille qui glisse (par opposition aux barrières), une énergie de fracturation qui augmente linéaire-



ment avec la taille de la rupture. On peut alors obtenir une loi de distribution de taille de séisme de type Gutenberg-Richter sur toute la gamme de tailles.

**La présence de barrières de petite taille réparties aléatoirement mais régulièrement sur la faille stoppe la rupture de façon progressive, et aléatoire. Toutes les tailles de séismes peuvent être obtenue dans cette configuration. La propagation de la rupture peut donc s'arrêter sans la présence de grosses barrières.**

Enfin, nous avons étudié les lois d'échelles qui régissent la quantité de glissement final sur une faille en fonction de sa taille (longueur  $L$  et largeur  $W$ ) dans le contexte de la propagation dynamique de la rupture. A l'issue des calculs dynamiques, on constate une dépendance complexe du glissement avec les dimensions de la faille :

- quand  $L=W$ , on constate une dépendance linéaire du glissement avec la taille de l'aspérité,
- quand  $L>W$ , on voit une saturation progressive du glissement avec l'augmentation de la longueur de la faille.

La durée du pulse de glissement contrôle une partie de la quantité de glissement, l'autre est liée à l'augmentation de la vitesse en tête de rupture avec la distance de propagation. La position de l'hypocentre par rapport aux barrières contrôle la durée du pulse. Les effets dynamiques sont donc primordiaux dans l'établissement de la loi d'échelle.

La segmentation de la faille contrôle au premier ordre l'évolution de la quantité de glissement avec la taille de l'aspérité.

**La dynamique contrôle une partie de la variabilité de la loi d'échelle reliant le glissement à la taille de l'aspérité. La segmentation des failles modifie la loi d'échelle.**

## 8.2 Perspectives

Nous avons montré l'effet important de la saturation des contraintes sur la dynamique de la rupture et sur l'amplitude des ondes radiées. Cette analyse des effets au premier ordre montre que la prise en compte de l'endommagement du milieu est fondamentale dans l'étude des propriétés dynamiques des tremblements de terre. L'influence de la plasticité sur le bilan énergétique de la rupture en fait l'un des mécanismes physiques susceptibles de stopper sa propagation. La diminution observée de l'énergie à haute fréquence des ondes radiées, fait aussi de la modélisation de la rupture en milieu plastique un enjeu pour l'estimation de l'aléa sismique, via des scénarii réalistes de

tremblements de terre.

Au delà de ces conclusions, des questions restent ouvertes. Tout d'abord, nous n'avons pas étudié précisément l'influence que peut avoir la plasticité du milieu entourant la faille sur la transition "supershear" de la vitesse de propagation de la rupture. Au vu des résultats obtenus, qui montrent une diminution de l'énergie de la rupture, on s'attend à constater un retard, ou même une disparition, de cette transition. Ensuite, compte-tenu des caractéristiques variables de la zone endommagée, ou endommageable, en terme de nature (gouge, cataclase, réseau de failles secondaires, etc.), d'épaisseur ou répartition spatiale autour de la faille, et de continuité le long de la faille, il convient de préciser l'influence de la variabilité de ces paramètres sur la propagation de la rupture. Dans l'attente de contraintes géologiques et mécaniques sur ces questions, on peut d'ores et déjà étudier numériquement l'influence de l'épaisseur de la zone plastifiable sur la rupture. L'étude expérimentale de [Biegel \*et al.\* \(2008\)](#) montre à ce propos que l'épaisseur de la zone conditionne l'efficacité de la dissipation plastique. Enfin, concernant les conséquences de la rupture en milieu plastique sur les mouvements forts, il faudra extrapoler nos résultats sur un cas plus réaliste en terme de taille de séisme. Quelle est la part de l'effet de la réduction de la vitesse de dislocation en tête de rupture, et celle de la réponse anélastique des barrières ? Cette dernière interaction est d'ailleurs à étudier tout particulièrement, car lorsque la rupture se propage sur une faille aux propriétés frictionnelles variant spatialement, on peut s'attendre à une signature forte de la plasticité.

D'un point de vue méthodologique, nous devons porter nos efforts sur la compréhension et l'analyse fine des effets de saturation numérique de la zone de cohésion. Il faut déterminer très précisément quelles sont les erreurs et les approximations qu'induisent cette saturation numérique sur les propriétés cinématiques de la rupture. L'inversion d'un modèle dynamique, qui viserait à ajuster les sismogrammes générés aux données, tel que l'ont fait [Peyrat \*et al.\* \(2001\)](#) pour le séisme de Landers (1992, Californie), pourrait souffrir d'une mauvaise modélisation cinématique.

L'autre enjeu majeur se situe au niveau de l'estimation correcte de l'énergie de fracturation, qui est théoriquement le paramètre le mieux contraint par les données ([Guatteri et Spudich, 2000](#)). En effet, les limitations des inversions dynamiques conduisent à contraindre, dans un premier temps, les modèles dynamiques par des informations issues des modèles cinématiques ([Quin, 1990](#); [Miyatake, 1992](#); [Ide et Takeo, 1997](#), etc.). Ces informations sont essentiellement les paramètres qui définissent l'énergie de fracturation. Le débat reste vif sur la qualité des estimations de ces paramètres, notamment

celle de  $d_c$ , comme discuté au chapitre 5 (voir aussi [Cocco et al., 2006](#), pour une revue). Les valeurs de l'ordre du mètre typiquement observées pour les gros séismes (Mw 7) sont-elles réalistes ([Madariaga, 2007](#)) ? Elles impliquent qu'un changement d'échelle du problème d'affaiblissement se produit entre nos expériences de friction en laboratoire, qui montrent des distances d'affaiblissement de l'ordre du millimètre, et les tremblements de terre. Nos travaux vont dans ce sens, en proposant la plasticité comme mécanisme responsable de l'auto-similarité de l'énergie de fracturation avec la taille de la rupture. Mais, au-delà de ces estimations indirectes, [Guatteri et al. \(2003\)](#) montrent que la cinématique moyenne de la rupture peut servir de guide à la construction de modèles dynamiques stochastiques, desquels l'on peut récupérer les informations qui nous intéressent, et notamment l'énergie de fracturation. De telles estimations sont précieuses, car elles sont la seule alternative à l'utilisation systématique d'un modèle cinématique. Or, nos conclusions sur la plasticité d'une part, qui montrent le lien étroit entre cinématique du front de rupture et bilan énergétique, et la dépendance de la cinématique avec discrétisation numérique d'autre part, nous confirment l'importance de s'assurer de la discrétisation suffisante de la zone de cohésion dans les modèles dynamiques, particulièrement dans les études où le bilan énergétique de la rupture est calculé. Il est probable en effet qu'il existe une relation entre énergie de fracturation effective et résolution numérique, en cas de saturation. Cela est d'ailleurs mis en évidence par le modèle de rupture utilisant une loi de friction d'affaiblissement en fonction du temps présentée par [Andrews \(2004\)](#), dans laquelle l'énergie de fracturation effective augmente avec la taille de la rupture.

Enfin, nos travaux sur les modèles hétérogènes montrent qu'une énergie de fracturation qui augmente en fonction de la taille de la rupture favorise l'obtention de séismes de tailles variées. L'inclusion de la plasticité dans des modèles de rupture dont la surface de faille possède des propriétés de friction hétérogènes devra donc être étudiée dans ce but. Cela devra être fait conjointement à une étude plus poussée de l'interaction de la rupture avec les barrières dans un modèle incluant la plasticité. En effet, la sensibilité aux barrières d'un tel modèle est plus forte, et l'on pourra probablement s'affranchir de la résistance infinie que nous avons utilisé dans notre étude. On pourra aussi remplacer l'hétérogénéité de résistance à la rupture par une hétérogénéité de contrainte initiale, en disposant en lieu et place des barrières, des zones déchargées.

Les modèles de propagation dynamique de la rupture se rapprochent désormais des modèles cinématiques par l'inclusion de l'hétérogénéité spatiale

qui les caractérise. Nous avons montré qu'une hétérogénéité relativement faible et diffuse pouvait, au même titre que des fortes et nettes barrières, provoquer l'arrêt de la rupture sismique. Cependant, l'introduction de l'hétérogénéité dans les modèles nous oblige, et nous obligera dans l'avenir, à quantifier sa variabilité et sa nature, soit indirectement, par la modélisation, tel que nous l'avons fait, soit directement, par des mesures de terrain. Elle pose aussi la question des changements d'échelles et de l'extrapolation des observations de terrain ou de laboratoire, aux tremblements de terre.

Les années qui viennent devraient fournir de nouvelles bases de réflexion sur la physique de la rupture à l'échelle microscopique, nourries par les informations que vont apporter les forages réalisés dans les zones de failles, les analyses des propriétés de rugosité des plans de faille, ou encore les observations des zones endommagées sur le terrain (nature, variabilité, fréquence, etc.). Cette collecte d'informations de terrain concernant les caractéristiques locales des zones de faille est essentielle et permettra de mieux contraindre le type d'hétérogénéité qu'il faudra prendre en compte et ainsi que sa variabilité. Une partie de l'information devra aussi provenir des inversions de mouvements forts, qui vont s'améliorer, notamment au niveau de la résolution spatio-temporelle. En outre, les expériences de laboratoire qui tireront parti de ces observations de la structure des failles nous permettront d'améliorer notre compréhension du comportement mécanique de la rupture à l'échelle microscopique, le cas échéant. L'enjeu majeur des modèles sera alors de prendre en compte correctement le changement d'échelle, reliant les processus microscopiques locaux à l'affaiblissement macroscopique de la faille. Nous avons montré que des comportements tels que la plasticité des matériaux lors de la rupture permettaient d'envisager la mise à l'échelle de la consommation d'énergie de fracturation avec la taille de la rupture. Il faudra quantifier l'importance de ce processus dans la croissance et dans l'arrêt de la rupture lors des tremblements de terre, mais celui-ci donne d'ores et déjà une première idée de la nécessité de considérer la rupture macroscopique de la faille comme un processus d'intégration des hétérogénéités présentes à une échelle inférieure.



# Bibliographie

- ANDO, R. et SCHOLZ, C. H. (2007). Rupture dynamics, seismic cycle and geometrical evolution of wavy faults. *Dans* ARCHULETA, R. J., MOCZO, P. et LABAK, P., éditeurs : *Numerical modeling of earthquake source dynamics 2007*.
- ANDREWS, D. J. (1976a). Rupture propagation with finite stress in antiplane strain. *J. Geophys. Res.*, 81(20):3575–3582.
- ANDREWS, D. J. (1976b). Rupture velocity of plane strain shear cracks. *J. Geophys. Res.*, 81(32):5679–5687.
- ANDREWS, D. J. (1999). Test of two methods for faulting in finite-difference calculations. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 89(4):931–937.
- ANDREWS, D. J. (2004). Rupture models with dynamically determined breakdown displacement. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(3):769–775.
- ANDREWS, D. J. (2005). Rupture dynamics with energy loss outside the slip zone. *J. Geophys. Res.*, 110:B01307. doi :10.1029/2004JB003191.
- ANDREWS, D. J. et BEN-ZION, Y. (1997). Wrinkle-like slip pulse on a fault between different materials. *J. Geophys. Res.*, 102(B1):553–571.
- ARCHULETA, R. (1984). A faulting model for the 1979 Imperial Valley, California earthquake. *J. Geophys. Res.*, 89:4559–4585.
- AVILES, C. A., SCHOLZ, C. H. et BOATWRIGHT, J. (1987). Fractal analysis applied to characteristic segments of the san andreas fault. *J. Geophys. Res.*, 92(B1):331–344.
- BARENBLATT, G. I. (1959). The formation of equilibrium cracks during brittle fracture. general ideas and hypotheses. *J. Appl. Math. Mech.*, 23:622–636.
- BEN-ZION, Y. et SHI, Z. (2005). Dynamic rupture on a material interface with spontaneous generation of plastic strain in the bulk. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 236:486–496.
- BERESNEV, I. A. (2003). Uncertainties in finite-fault slip inversions : to what extent to believe ? (a critical review). *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93:2445–2458.
- BHAT, H. S., OLIVES, M., DMOWSKA, R. et RICE, J. R. (2007). Role of fault branches in earthquake rupture dynamics. *J. Geophys. Res.*, 112:B11309. doi : 10.1029/2007JB005027.

- BIEGEL, R. L., SAMMIS, C. G. et ROSAKIS, A. J. (2008). An experimental study of the effect of off-fault damage on the velocity of a slip pulse. *J. Geophys. Res.*, 113(B04302). doi :10.1029/2007JB005234.
- BOUCHON, M. (1997). The state of stress on some faults of the san andreas system as inferred from near-field strong motion data. *J. Geophys. Res.*, 102(B6):11731–11744.
- BOUCHON, M. et KARABULUT, H. (2007). What controls rupture velocity during earthquakes? Dans ARCHULETA, R. J., MOCZO, P. et LABAK, P., éditeurs : *Numerical Modeling of Earthquake Source Dynamics 2007*.
- BOUCHON, M. et VALLÉE, M. (2003). Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 kunlunshan earthquake. *Science*, 301(5634):824–826. doi :10.1126/science.1086832.
- BURRIDGE, R. (1973). Admissible speeds for plane-strain self-similar shear cracks with friction but lacking cohesion. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 35:439–455.
- CAMPILLO, M. (1983). Numerical evaluation of near-field, high-frequency radiation from quasi-dynamic circular faults. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 73(3):723–734.
- CAMPILLO, M., FAVREAU, P., IONESCU, I. R. et VOISIN, C. (2001). On the effective friction law of a heterogeneous fault. *J. Geophys. Res.*, 106(B8):16307–16322.
- CAMPILLO, M. et IONESCU, I. R. (1997). Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction. *J. Geophys. Res.*, 102(B9):20363–20371.
- CHAMBON, G., SCHMITTBUHL, J. et CORDFIR, A. (2002). Laboratory gouge friction : Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects. *Geophys. Res. Lett.*, 29(10):1366. doi :10.1029/2001GL014467.
- CHESTER, F. M., CHESTER, J. S., KIRSCHNER, D. L., SCHULZ, S. E. et EVANS, J. P. (2004). Structure of large-displacement, strike-slip fault zones in the brittle continental crust. Dans KARNER, G. D., TAYLOR, B., DRISCOLL, N. W. et KOHLSTEDT, D. L., éditeurs : *Rheology and Deformation in the Lithosphere at Continental Margins*, New York. Columbia University Press.
- CHESTER, F. M., EVANS, J. P. et BIEGEL, R. L. (1993). Internal structure and weakening mechanism of the san andreas fault. *J. Geophys. Res.*, 98:771–786.
- CHESTER, J. S. et CHESTER, F. M. (2006). Energy dissipation and damage generation in seismic fault zones. *Eos trans. AGU*, 87(52):Fall Meet. Suppl., Abstract T31F-05.
- COCCO, M., SPUDICH, P. et TINTI, E. (2006). On the mechanical work absorbed on faults during earthquake ruptures. Dans A. MCGARR, R. ABERCROMBIE, H. KANAMORI AND G. DI TORO, éditeur : *Radiated Energy and the Physics of earthquakes Faulting*. AGU.
- COHEE, B. et BEROZA, G. (1994). Slip distribution of the 1992 landers earthquake and its implications for earthquake source mechanics. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84:692–712.

- COTTON, F. et CAMPILLO, M. (1995). Inversion of strong ground motion in the frequency domain. application to the 1992 landers, california, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 100: 3961–3975.
- CRUZ-ATIENZA, V. M. (2006). *Rupture dynamique des failles non-plasnaïres en différences finies*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia-Antipolis.
- CRUZ-ATIENZA, V. M. et VIRIEUX, J. (2004). Dynamic rupture simulation of non-planar faults with a finite-difference approach. *Geophys. J. Int.*, 158:939–954.
- DALGUER, L. A., IRIKURA, A. K. et RIERA, J. D. (2003). Simulation of tensile crack generation by three-dimensional dynamic shear rupture propagation during an earthquake. *J. Geophys. Res.*, 108(B3):2144. doi :10.1029/2001JB001738.
- DAS, S., ROBINSON, D. P. et BROUGH, C. (2005). Near-compressional wave rupture speed detected for the november 14, 2001  $M_w$  7.8 Kunlun earthquake. *Eos Trans. AGU*, 86(52):Fall Meet. Suppl., Abstract S33C–01.
- DAY, S. M. (1982). Three-dimensional finite difference simulation of fault dynamics : rectangular faults with fixed rupture velocity. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72(3):705–727.
- DAY, S. M., DALGUER, L. A., LAPUSTA, N. et LIU, Y. (2005). Comparison of finite difference and boundary integral solutions to three-dimensional spontaneous rupture. *J. Geophys. Res.*, 110:B12307. doi :10.1029/2005JB003813.
- DIETERICH, J. H. (1979). Modeling of rock friction, 1. experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, 84:2161–2168.
- DOR, O., BEN-ZION, Y., ROCKWELL, T. K. et BRUNE, J. (2006a). Pulverized rocks in the Mojave section of the San Andreas fault zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 245(3–4):642–654.
- DOR, O., ROCKWELL, T. K. et BEN-ZION, Y. (2006b). Geological observations of damage asymmetry in the structure of the San Jacinto, San Andreas and Punchbowl faults in Southern California : A possible indicator for preferred rupture propagation direction. *Pure Appl. Geophys.*, 163:301–349. doi :10.1007/s00024-005-0023-9.
- DUNHAM, E. M. (2007). Conditions governing the occurrence of supershear ruptures under slip-weakening friction. *J. Geophys. Res.*, 112:B11302. doi :10.1029/2005JB00373.
- DUNHAM, E. M. et ARCHULETA, R. J. (2004). Evidence for a supershear transition during the Denali 2002 earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(6B):S256–S268. doi :10.1785/0120040616.
- DUNHAM, E. M., FAVREAU, P. et CARLSON, J. M. (2003). A supershear transition for cracks. *Science*, 299:1557–1559.
- ESHELBY, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. London*, A241:376–396.



- FAVREAU, P. et ARCHULETA, R. J. (2003). Direct seismic energy modeling and application to the 1979 imperial valley earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 30(5):1198. doi :10.1029/2002GL015968.
- FAVREAU, P., CAMPILLO, M. et IONESCU, I. R. (2002). Initiation of shear instability in three-dimensional elastodynamics. *J. Geophys. Res.*, 107(B7). doi :10.1029/2001JB000448.
- FESTA, G. et VILOTTE, J. P. (2006). dynamic earthquake rupture propagation and radiation along kinked fault geometries. *Eos trans. AGU*, 87(52):Fall Meet. Suppl., Abstract S33C-07.
- FREUND, L. B. (1979). The mechanics of dynamic shear crack propagation. *J. Geophys. Res.*, 84(B5):2199–2209.
- FUKUYAMA, E. et MIKUMO, T. (2007). Slip-weakening distance estimated at near-fault stations. *Geophys. Res. Lett.*, 34:L09302. doi :10.1029/2006GL029203.
- FUKUYAMA, E., MIKUMO, T. et OLSEN, K. B. (2003). Estimation of the critical slip-weakening distance : Theoretical background. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93(4):1835–1840.
- GRIFFITH, A. A. (1920). The phenomenon of rupture and flow in solids. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.*, 221:163–198.
- GUATTERI, M., MAI, P. M. et BEROZA, G. C. (2004). A pseudo-dynamic approximation to dynamic rupture models for strong ground motion prediction. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(6):2051–2063.
- GUATTERI, M., MAI, P. M., BEROZA, G. C. et BOATWRIGHT, J. (2003). Strong ground motion prediction from stochastic-dynamic source models. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93(1):301–313.
- GUATTERI, M.-G. et SPUDICH, P. (2000). What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault friction laws? *Bull. Seism. Soc. Am.*, 90(1):96–116.
- HANKS, T. C. (1977). Earthquake stress-drops, ambient tectonic stresses, and the stresses that drive plates. *Pure Appl. Geophys.*, 115:441–558.
- HEAT (2002). <http://www.univie.ac.at/wissenschaftstheorie/heat/>. Erhard Oeser.
- HERNANDEZ, B., COTTON, F. et CAMPILLO, M. (1999). contribution of radar interferometry to a two step inversion of the kinematic process : variability of the rupture front velocity during the 1992 landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, 104:14925–14945.
- HUSSEINI, M. I., JOVANOVICH, D. B., RANDALL, M. J. et FREUND, L. B. (1975). The fracture energy of earthquakes. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 43:367–385.
- IDA, Y. (1972). Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy. *J. Geophys. Res.*, 77(20):3796–3805.
- IDE, S. (2007). Dynamic rupture propagation on a 2D fault with fractal frictional properties. *Earth Planets Space*, 59:1099–1109.

- IDE, S. et AOCHI, H. (2005). Earthquake as a multi-scale dynamic rupture with heterogeneous fracture surface energy. *J. Geophys. Res.*, 110:B11303. doi :10.1029/2004JB003591.
- IDE, S. et TAKEO, M. (1997). Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis. *J. Geophys. Res.*, 102:27379–27392.
- IONESCU, I. R. et CAMPILLO, M. (1999). Influence of the shape of the friction law and fault finiteness on the duration of initiation. *J. Geophys. Res.*, 104(B2):3013–3024.
- KANAMORI, H. et BRODSKY, E. E. (2004). The physics of earthquakes. *Rep. Prog. Phys.*, 67:1429–1496. doi :10.1088/0034-4885/67/8/R03.
- KING, G. C. P. et WESNOUSKY, S. G. (2007). Scaling of fault parameters for continental strike-slip earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 97(6):1833–1840.
- KNOPOFF, L. (1958). Energy release in earthquakes. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 1:44–52.
- KOSTROV, B. V. (1964). Self-similar problems of propagation of shear cracks. *J. Appl. Math. Mech.*, 28:1077–1087.
- LI, Y., VIDALE, J. E., MALIN, P. E., COCHRAN, E. M. et CHEN, P. (2006). Low-velocity zone on the san andreas fault, parkfield, and its co-seismic damage and post-mainshock healing in the 2004 m6 earthquake. *Eos trans. AGU*, 87(52):Fall Meet. Suppl., Abstract S23C–0169.
- MADARIAGA, R. (1976). Dynamics of an expanding circular fault. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 66:639–666.
- MADARIAGA, R. (2007). Slippery when hot. *Science*, 316(5826):842–843. doi :10.1126/science.1142332.
- MADARIAGA, R. et OLSEN, K. B. (2000). Criticality of rupture dynamics in 3-D. *Pure Appl. Geophys.*, 157:1981–2001.
- MAI, P. M. et BEROZA, G. C. (2002). A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip. *J. Geophys. Res.*, 107(B11):2308. doi :10.1029/2001JB000588.
- MAI, P. M., SPUDICH, P. et BOATWRIGHT, J. (2005). Hypocenter locations in finite-source rupture models. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(3):965–980.
- MANIGHETTI, I., CAMPILLO, M., BOULEY, S. et COTTON, F. (2007). Earthquake scaling, fault segmentation, and structural maturity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 253(3–4):429–438. doi :10.1016/j.epsl.2006.11.004.
- MANIGHETTI, I., CAMPILLO, M., SAMMIS, C., MAI, P. M. et KING, G. (2005). Evidence for self-similar, triangular slip distributions on earthquakes : Implications for earthquakes and fault mechanics. *J. Geophys. Res.*, 110:B05302. doi :10.1029/2004JB003174.

- MANIGHETTI, I., KING, G. et SAMMIS, C. G. (2004). The role of off-fault damage in the evolution of normal faults. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 217:399–408. doi :10.1016/S0012-821X(03)00601-0.
- MARONE, C. (1998). Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Ann. Revs. Earth & Plan. Sci.*, 26:643–696.
- MIYATAKE, T. (1992). Reconstruction of the dynamic rupture process of earthquake with constraints of kinematic parameters. *Geophys. Res. Lett.*, 19:349–352.
- MOCZO, P., KRISTEK, J., GALLIS, M., PAZAK, P. et BALAZOVJECH, M. (2007). The finite-difference and finite-element modeling of seismic wave propagation and earthquake motion. *Acta Physica Slovaca*, 57(2):177–406.
- MOCZO, P., KRISTEK, J. et HALADA, L. (2000). 3D fourth-order staggered-grid finite-difference schemes : stability and grid dispersion. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 90(3):587–603.
- NICOLAS, A. et POIRIER, J.-P. (1976). *Crystalline Plasticity and Solid State Flow in Metamorphic Rocks*. John Wiley & Sons.
- OHNAKA, M. et CHEN, L. (1999). Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation : Implication of geometry irregularity of the rupturing surfaces. *J. Geophys. Res.*, 104:817–844.
- OHNAKA, M., KUWAHARA, Y. et YAMAMOTO, K. (1987). Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagation slip during stick-slip shear failure. *Tectonophysics*, 144:109–135.
- OKUBO, P. G. et AKI, K. (1987). Fractal geometry in the San Andreas Fault system. *J. Geophys. Res.*, 92(B1):345–355.
- PEYRAT, S., OLSEN, K. B. et MADARIAGA, R. (2001). Dynamic modeling of the 1992 Landers earthquake. *J. Geophys. Res.*, 106:26467–26482.
- POIRIER, J.-P. (1976). *Plasticité à haute température des solides cristallins*. Eyrolles.
- POLIAKOV, A. N. B., DMOWSKA, R. et RICE, J. R. (2002). Dynamic shear rupture interactions with fault bends and off-axis secondary faulting. *J. Geophys. Res.*, 107(B11):2295. doi :10.1029/2001JB000572.
- POWER, W. L., TULLIS, T. E., BROWN, S. R., BOITNOTT, G. N. et SCHOLZ, C. H. (1987). Roughness of natural fault surfaces. *Geophys. Res. Lett.*, 14(1):29–32.
- QUIN, H. (1990). Dynamic stress drop and rupture dynamics of the october 15, 1979 imperial valley, california, earthquake. *Tectonophysics*, 175:93–117.
- REID, H. F. (1910). Elastic rebound theory. *Univ. Calif. Publ., Bull. Dept. Geol. Sci.*, 6:413–433.
- RENARD, F., VOISIN, C., MARSAN, D. et SCHMITTBUHL, J. (2006). High resolution 3D laser scanner measurements of a strike-slip fault quantify its morphological anisotropy at all scales. *Geophys. Res. Lett.*, 33:L04305. doi :10.1029/2005GL025038.

- RICE, J. R. (1980). *Physics of the Earth's Interior (Proc. Int. School of Physics 'Enrico Fermi', course 78, 1979)*, chapitre The mechanics of earthquake rupture, pages 555–649. Italian Physical Society and North-Holland Publ. Co.
- RICE, J. R., SAMMIS, C. G. et PARSONS, R. (2005). Off-fault secondary failure induced by a dynamic slip pulse. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95:109–134.
- RIPPERGER, J., AMPUERO, J.-P., MAI, P. M. et GIARDINI, D. (2007). Earthquake source characteristics from dynamic rupture with constrained stochastic fault stress. *J. Geophys. Res.*, 112:B04311. doi :10.1029/2006JB004515.
- ROSAKIS, A. J., SAMUDRALA, O. et COKER, D. (1999). Cracks faster than the shear wave speed. *Science*, 284:1337–1340.
- RUDNICKI, J. W. et RICE, J. R. (1975). Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids*, 23:371–394.
- SCHOLZ, C. H. (1988). The brittle-plastic transition and the depth of seismic faulting. *Geol. Rund.*, 77:319–328.
- SCHOLZ, C. H. (2002). *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. Cambridge University Press, 2nd ed. édition.
- SEMMANE, F., COTTON, F. et CAMPILLO, M. (2005). The 2000 Tottori earthquake : a shallow earthquake with no surface rupture and slip properties controlled by depth. *J. Geophys. Res.*, 110:B03306. doi :10.1029/2004JB003194.
- SHAW, B. E. et SCHOLZ, C. H. (2001). Slip-length scaling in large earthquakes : Observations and theory and implications for earthquake physics. *Geophys. Res. Lett.*, 28(15):2991–2994.
- SOMERVILLE, P., IRIKURA, K., GRAVES, R., SAWADA, S., WALD, D., ABRAHAMSON, N., IWASAKI, Y., KAGAWA, T., SMITH, N. et KOWADA, A. (1999). Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion. *Seism. Res. L.*, 70(1):59–80.
- SPUDICH, P. et GUATTERI, M. (2004). The effect of bandwidth limitations on the inference of earthquake slip-weakening distance from seismograms. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 94(6): 2028–2086.
- SRCMOD (2007). <http://www.seismo.ethz.ch/srcmod/>. P. Martin Mai.
- STEPP, J. C., WONG, I., WHITNEY, J., QUITTMAYER, R., ABRAHAMSON, N., TORO, G., YOUNGS, R., COPPERSMITH, K., SAVY, J. et SULLIVAN, T. (2001). Probabilistic seismic hazard analyses for ground motions and fault displacements at Yucca Mountain, Nevada. *Earthquake Spectra*, 17:113–151.
- TEMPLETON, E. L. et RICE, J. R. (2006). Extent and distribution of off-fault plasticity during seismic rupture including bimaterial effects. *Eos trans. AGU*, 87(52):Fall Meet. Suppl., Abstract S34A–01.

- TEMPLETON, E. L. et RICE, J. R. (2008). Off-fault plasticity and earthquake rupture dynamics, 1. dry materials or neglect of fluid pressure changes. *submitted to J. Geophys. Res.*
- TINTI, E., FUKUYAMA, E., PIATANESI, A. et COCCO, M. (2005a). A kinematic source-time function compatible with earthquake dynamics. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(4):1211–1223. doi :10.1785/0120040177.
- TINTI, E., SPUDICH, P. et COCCO, M. (2005b). Earthquake fracture energy inferred from kinematic rupture models on extended faults. *J. Geophys. Res.*, 110:B12303. doi : 10.1029/2005JB003644.
- VOISIN, C., RENARD, F. et GRASSO, J.-R. (2007). Long term friction : From stick-slip to stable sliding. *Geophys. Res. Lett.*, 34:L13301. doi :10.1029/2007GL029715.
- WALD, D. J. et HEATON, T. (1994). Spatial and temporal distribution of slip for the 1992 Landers, California, earthquake. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84:668–691.
- WALLACE, E. W. et MORRIS, H. T. (1986). Characteristic of faults and shear zones in deep mines. *Pageoph*, 124:107–125.
- WELLS, D. L. et COPPERSMITH, K. L. (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seism. Soc. Am.*, 84:974–1002.
- WESNOUSKY, S. G. (2006). Predicting the endpoints of earthquake ruptures. *Nature*, 444:358–360. doi :10.1038/nature05275.
- WOLF, S., MANIGHETTI, I., CAMPILLO, M. et IONESCU, I. R. (2006). Mechanics of normal fault networks subject to slip weakening friction. *Geophys. J. Int.*, 165(2):677–691. doi : 10.1111/j.1365-346X.2006.02910.x.
- YAMASHITA, T. (2000). Generation of microcracks by dynamic shear rupture and its effects on rupture growth and elastic wave radiation. *Geophys. J. Int.*, 143:395–406.
- ZÖLLER, G., HOLSCHNEIDER, M. et BEN-ZION, Y. (2005). The role of heterogeneities as a tuning parameter of earthquake dynamics. *Pure appl. geophys.*, 162:1027–1049. doi :10.1007/s00024-004-2660-9.



## Résumé

---

Durant un tremblement de terre, la rupture grandit et se propage sur la faille. Lorsqu'elle s'arrête, le séisme atteint sa taille finale. Comprendre ce qui, dans la nature, détermine la capacité à se propager ou à s'arrêter de la rupture est fondamental en sismologie, puisqu'il existe des séismes de toutes les tailles, mais que seuls les plus grands sont dévastateurs. Dans cette thèse, nous étudions l'impact de différentes façons d'arrêter ou de perturber la propagation de la rupture, à travers des études numériques dynamiques.

Tout d'abord, nous avons inclus une limite à l'élasticité du milieu entourant la faille, afin de simuler la propagation de la rupture dans un milieu fracturé, qui dissipe une partie de l'énergie libérée. Nous avons, pour la première fois, inclus et étudié l'impact de cette dissipation dans un modèle de rupture 3D. La rupture, dans ces conditions, est beaucoup plus sensible aux barrières, et s'arrête plus facilement. La cinématique de la rupture est remarquablement modifiée (vitesse de propagation plus lente, vitesse de dislocation maximale limitée). Les mouvements engendrés en surface sont atténués. La plasticité est, de fait, un phénomène crucial à prendre en compte dans la modélisation de la rupture sismique.

Dans une deuxième partie, nous avons étudié l'impact d'une hétérogénéité spatiale de résistance à la rupture sur la faille. L'introduction de l'hétérogénéité permet d'obtenir des profils de glissement dont la forme se rapproche des formes observées dans les cas naturels. La propagation et l'arrêt de la rupture perdent leur caractère prédictible lorsque ce sont de petites barrières qui arrêtent la rupture progressivement. On peut obtenir une grande variété de tailles d'événements pour une même statistique de taille des barrières. L'obtention d'une loi puissance de type Gutenberg-Richter sur toute la gamme des tailles d'événements est conditionnée par l'augmentation progressive de l'énergie de fracturation avec la taille de la rupture, d'une façon similaire à ce qui est obtenu en considérant un comportement plastique du milieu.

Enfin, l'étude des relations glissement final - taille de l'aspérité rompue, dans des modèles lisses de type aspérité/barrière, a montré que la dynamique contrôlait une partie de la loi d'échelle du glissement maximum, et que la segmentation des failles modifie sensiblement la loi d'échelle.

**Mots clefs :** tremblements de terre, simulations numériques, rupture dynamique, loi de friction, énergie de fracturation, plasticité, mouvements forts, hétérogénéité, barrières, vitesse de rupture, "supershear", vitesse de glissement, profil de glissement, lois d'échelle.

## Abstract

---

During an earthquake, the rupture grows and propagates on the fault. When it stops, the seism reaches its final size. Understanding what, in natural cases, determines the rupture ability to propagate or stop is a critical issue in seismology, because earthquakes size can span over a wide range, but only the biggest ones are threatful. In this thesis, we study the impacts of several different ways to stop or perturbate the rupture propagation, through numerical dynamic simulations of the earthquake process.

First, we included a limit to elasticity of the bulk surrounding the fault, in ordre to simulate the rupture propagation in a fractured medium, which dissipates a part of the energy released. For the first time, we have included and studied the impact of this dissipation inside a 3D rupture model. In these conditions, the rupture becomes more sensitive to barriers, and consequently stops more easily. The rupture kinematics are remarkably modified : the rupture velocity is slower, and the slip velocity is limited. Surface motions are less important. Thus, plastic behaviour of the bulk shows up as an important phenomena to take into account for seismic rupture modeling.

Second, we studied the impact of a spatial variability of the rupture resistance on the fault. Introducing such an heterogeneity leads to slip profiles shapes that are closer from natural observations, showing off linear trends. Moreover, the rupture propagation and arrest location loose their predictability, as a consequence of the gradual stop of the rupture front on the small barriers included. For a same statistic of barrier size, a wide range of rupture size has been obtained. A power law distribution similar to a Gutenberg-Richter law can be obtained, if the mean fracture energy on the fault is a function of the rupture size, as it has been observed in the calculations including plasticity.

Finally, we studied the scaling between the final slip and the asperity size, using smooth asperity/barrier models. We show that the dynamics control one part of the maximum slip scaling law, and also that the fault segmentation has to be taken into account to fit properly the scaling law.

**Key words :** earthquakes, numerical simulations, rupture dynamics, friction law, fracture energy, plasticity, strong motions, heterogeneity, barriers, rupture velocity, supershear, slip velocity, slip profiles, scaling laws.